PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. 1. September 1921. 22. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 19 am 24. August 1921.

INHALT:

Originalmitteilungen:
H. Weyl, Über die physikalischen Grundlagen der erweiterten Relativitätstheorie S. 473.
F. Kottler, Rotierende Bezugssysteme in einer Minkowskischen Welt. II. S. 480.
A. Wigand, Ein neuer Sichtmesser. S. 484.
F. Luchsinger, Über die Wirkungsweise des Siliziumkarbiddetektors. S. 487.
M. Brenzinger, Ein praktisch brauchbarer Kathodenstrahl-Oszillograph. S. 491.
H. Kost, Beitrag zu der Arbeit von H. Schüler über Potentialgefälle an Elektroden in Gasentladungsröhren. S. 495.
A. Kopff, Zur Frage der Verschiebung der scheinbaren Fixsternörter in Sonnennähe. S. 495.
Berichtigungen. S. 496.
Personalien. S. 496.
Gesuche. S. 496.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die physikalischen Grundlagen der erweiterten Relativitätstheorie.

Von H. Weyl.

1. Nach der „erweiterten Relativitätstheorie“[1]) drückt sich das metrische Feld in zwei Fundamentalformen aus, einer quadratischen und einer linearen

$$g_{ik}dx_i dx_k, \quad \varphi_i dx_i,$$

welche durch die „Eichinvarianz“ miteinander verkoppelt sind. Die Metrik ist eine Struktur des kontinuierlichen Feldes; darum haben die zu ihrer Beschreibung dienenden Begriffe des „Vektors“ und der „Strecke“ an sich nichts mit materiellen Maßstäben zu tun, wenn sich natürlich auch die metrische Struktur des Äthers an dem Verhalten der materiellen Körper nach Maßgabe der Naturgesetze kundgeben wird. — Wir gehen aus von der folgenden, durch unsere physikalischen und astronomischen Erfahrungen mit großer Wahrscheinlichkeit sichergestellten Tatsache: Ein Wasserstoff- und ein Sauerstoffatom etwa mögen jetzt, wo sie sich nebeneinander an der gleichen Feldstelle P befinden, ein bestimmtes Massenverhältnis 1,008 : 16,000 besitzen; sie bewegen sich getrennt voneinander während langer Zeit in der Welt und treffen in einem viel späteren Weltpunkt P' von neuem zusammen; wir finden daselbst genau das gleiche Massenverhältnis wie in P. Wie kann man diese Tatsache verstehen? Mir scheint, die einzig mögliche Antwort ist die, welche sich dem Unvoreingenommenen ohne weiteres aufdrängt: da die beiden Atome während ihrer Geschichte offenbar nicht dauernd merklich aufeinander einwirken, so muß die Wiederkehr des gleichen Massenverhältnisses darauf beruhen, daß jede Atommasse für sich zu einer gewissen Feldgröße von der Dimension einer Länge (= Masse) ein bestimmtes Verhältnis hat, auf das sie sich in jedem Augenblick neu einstellt[1]). Die der Einsteinschen Theorie zugrunde liegenden Annahmen: daß die Streckeneinheit an einer Feldstelle P zwar willkürlich ist, eine in P gewählte Strecke aber an sich und unmittelbar in die Ferne eine ihr „gleiche“ an jeder andern Feldstelle P' bestimmt und daß die Massen und materiellen Längen dieser Fernbestimmung folgen, scheinen mir kein physikalisch mögliches Bild von dem Mechanismus der Übertragung zu bieten, weil hier eine Feldgröße fehlt, auf die sich die Atommasse einstellen könnte. Das wird auch nicht besser durch die modifizierte „infinitesimale“ Fassung, zu welcher das Prinzip von der Relativität der Größe zwingt und welche besagt: daß eine Strecke in P durch kongruente Verpflanzung nach einem beliebigen zu P unendlich benachbarten Punkte P' in eine bestimmte Strecke in P' übergeht und daß durch ein besonderes Naturgesetz, das Gesetz der verschwindenden Streckenkrümmung $\frac{\partial \varphi_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_i}$, die Integrabilität der Streckenübertragung (Unabhängigkeit vom Wege) garantiert ist.

Welches aber ist die Feldgröße, auf welche sich die Masse in einem konstanten Verhältnis einstellt? Darauf gestattet schon die Einsteinsche Theorie in ihrer letzten kosmologischen Fassung die Antwort zu geben: der Krümmungsradius des Feldes. Es sei kein elektromagnetisches Feld vorhanden. R_{ik} seien die Komponenten des Krümmungstensors zweiter Stufe, $R_i^i = R$ die skalare Krümmung, g die

1) Siehe die Darstellung in §§ 35, 36 meines Buches „Raum, Zeit, Materie“ (4. Aufl., Springer 1921; im folgenden als RZM zitiert).

1) Darüber, daß die Masse ihrem Wesen nach eine Länge ist, vgl. den gleichzeitig mit dieser Note in den Ann. d. Phys. erscheinenden Aufsatz des Verf. über „Feld und Materie“ im folgenden mit FM zitiert): die dort auseinandergesetzte „Agenstheorie“ der Materie wird hier zugrunde gelegt. Am gleichen Ort habe ich genauer begründet, warum die Erhaltung der Masse auf Einstellung und nicht auf Beharrung beruhen muß.

negative Determinante der g_{ik}. Verwandlung eines lateinischen in den entsprechenden deutschen Buchstaben bedeutet Multiplikation mit $\sqrt{g}$, dx das Integrationselement $dx_0 dx_1 dx_2 dx_3$. Die Einsteinsche Wirkungsdichte des Gravitationsfeldes drückt sich mit Hilfe der Christoffelschen Dreiindizes-Symbole so aus:

$$\mathfrak{G} = {}^1/_2 \sqrt{g}\, g^{ik} \left(\begin{matrix} i\,r \\ s \end{matrix} \middle| \begin{matrix} k\,s \\ l \end{matrix} \middle| \begin{matrix} l\,r \\ \cdot \end{matrix} \right) - \left(\begin{matrix} i\,k \\ r \end{matrix} \middle| \begin{matrix} r\,s \\ l \end{matrix} \middle| \begin{matrix} l\,s \\ \cdot \end{matrix} \right).$$

Die Gravitationsgesetze aber lauten, als Variationsprinzipe und als Differentialgleichungen formuliert:

I. $\delta \int \mathfrak{G}\, dx = 0$	$R_{ik} = 0$.
II. $\delta \int (\mathfrak{G} + {}^1/_2 \lambda \sqrt{g}) dx = 0$	$R_{ik} = \lambda g_{ik}$.
III. $\delta \int \mathfrak{G}\, dx = 0$ bei der Nebenbedingung $\delta \int \sqrt{g}\, dx = 0$	R_{ik} proportional zu g_{ik}, $R = \text{const.}$

I. ist die ursprüngliche Fassung; in II. ist das eine universelle Konstante λ enthaltende kosmologische Glied hinzugetreten. Um der Schwierigkeit zu entgehen, daß zwischen λ und der in der Welt vorhandenen Gesamtmasse eine gewisse prästabilierte Harmonie bestehen muß, wenn das kosmologische Glied wirklich das in der Welt im Großen herrschende Massengleichgewicht erklären soll, griff Einstein drittens zu der Annahme[1]), daß der Wert von λ durch die Naturgesetze nicht vorgeschrieben sei; dem entspricht die Formulierung III. δ bedeutet überall eine Variation des metrischen Feldes, die außerhalb eines endlichen Bereichs verschwindet. Die Gleichung $R = \text{const.}$ unter III. rechtfertigt unsere Behauptung.

2. Auch in dem metrischen Felde der erweiterten Relativitätstheorie mit ihrer infinitesimalen, im allgemeinen nicht integrablen Streckenübertragung gibt es eine skalare Krümmung

$$\lambda = R - \frac{3}{\sqrt{g}} \frac{\partial (\sqrt{g}\, \varphi^i)}{\partial x_i} - \frac{3}{2} (\varphi_i \varphi^i).$$

Sie ist ein Skalar vom Eichgewicht -1, hat also die Dimension l^{-2} (l = Länge). Nehmen wir als Wirkungsgröße das natürliche, d. h. mittels des Krümmungsradius als Längeneinheit gemessene Volumen an: $\int \lambda^2 \sqrt{g}\, dx$, so ergeben sich genau die Einsteinschen Gesetze in ihrer letzten Fassung. Wir setzen voraus, daß λ negativ ist und normieren den Absolutwert der g_{ik} durch die Gleichung $\lambda = -1$; wir messen mit andern Worten ds am Krümmungsradius. Das Wirkungsprinzip geht dann über in ein solches mit dem Integranden[1])

$$\mathfrak{G} + {}^1/_4 \sqrt{g}\, (1 - 3 (\varphi_i \varphi^i));$$

die g_{ik} und φ_i dürfen dabei frei variiert werden (ohne bei der Variation an die Nebenbedingung $\lambda = -1$ gebunden zu sein). Die Variation liefert daher in der Tat die Beziehungen:

R_{ik} proportional zu g_{ik}, $R = \text{const.}$, $\varphi_i = 0$.

Die beiden letzten Gleichungen gehören zusammen; ihre invariante Form ist

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x_i} - \lambda \varphi_i = 0.$$

Sie drücken aus, daß die Übertragung einer Strecke durch kongruente Verpflanzung genau so vor sich geht wie durch Einstellung auf den Krümmungsradius; das zieht die Integrabilität der kongruenten Verpflanzung nach sich. Während so die Gesetze mit den Einsteinschen genau übereinstimmen, sieht man doch hier, wie die durch die Einsteinsche Auffassung auf den Kopf gestellten Begriffe in ihrer natürlichen Ordnung sich rangieren. Einstein sagt: Die Maßstablängen und die Frequenzen der Atomuhren folgen einer kongruenten Verpflanzung; mit ihrer Hilfe wird der Absolutwert des ds normiert (was nur möglich ist wegen der stillschweigend vorausgesetzten oder aus dem Verhalten der materiellen Körper abgelesenen Integrabilität der Streckenübertragung); bei solcher Normierung stellt sich der Krümmungsradius als konstant heraus. Ich sage: Maßstablängen und die Perioden der Atomuhren bestimmen sich durch Einstellung auf den Krümmungsradius; mit Hilfe des Krümmungsradius als Längeneinheit wird das ds normiert (diese Normierung ist stets möglich); als eine Folge der geltenden Naturgesetze kommt dann heraus, daß die kongruente Verpflanzung sich ebenso vollzieht, wie es die Einstellung bedingt und daher integrabel ist. Außerdem führt diese Theorie auf einheitlichere Weise und zwingend zu dem kosmologischen Glied, das bei Einstein nur eine ad hoc gemachte Annahme war, und zwar sogleich in solcher Form, daß nicht eine prästabilierte Harmonie zwischen Weltkrümmung und Masse angenommen zu werden braucht, sondern die letzte die erste determiniert. — Daraus, daß sich Längen, Frequenzen u. dgl. durch Einstellung bestimmen, während die Weltrichtung eines sich bewegenden Körpers durch eine Beharrungstendenz von Punkt zu Punkt übertragen wird, erklären sich die Tatsachen, welche Herr

1) Sitzungsber. d. Berl. Akademie 1919, S. 349.

1) RZM, S. 268.

Byk kürzlich dahin deutete[1]), daß „zwar die Bewegung relativ, die Größe als solche aber absolut ist".

3. Von verschiedenen Seiten[2]) ist gegen meine Theorie eingewendet worden, daß in ihr aus reiner Spekulation Dinge a priori demonstriert würden, über welche nur die Erfahrung entscheiden kann. Das ist ein Mißverständnis. Aus dem erkenntnistheoretischen Prinzip von der Relativität der Größe folgt natürlich nicht, daß die Streckenübertragung durch kongruente Verpflanzung nicht integrabel ist; es folgt aus ihm überhaupt keine Tatsache. Es lehrt nur, daß Integrabilität an sich nicht zu bestehen braucht, sondern, wenn sie stattfindet, als Ausfluß eines Naturgesetzes verstanden werden muß. Das wird durch den eben dargelegten Sachverhalt aufs schönste bestätigt. Genau die gleiche Situation haben wir in der Einsteinschen Theorie hinsichtlich des Prinzips von der Relativität der Bewegung; Einstein selber hat gelegentlich darauf hingewiesen[3]), daß das allgemeine Relativitätsprinzip die universelle Gültigkeit der speziellen Relativitätstheorie nicht schlechthin ausschließt; wennschon die infinitesimale Parallelverschiebung der Vektoren an sich nicht integrabel zu sein braucht, so könnte dies doch durch ein Naturgesetz garantiert werden des Inhalts, daß der Riemannsche Krümmungstensor vierter Stufe überall verschwindet.

4. Der nächste Schritt: Ist das natürlich gemessene Volumen nicht die vollständige Wirkungsgröße, so muß man darauf gefaßt sein, daß sich die Streckenübertragung als nicht integrabel erweist, da sie nicht mehr mit der Einstellung auf den Krümmungsradius parallel gehen wird. Die am einfachsten gebaute Integralinvariante des metrischen Feldes in der vierdimensionalen Welt ist aber das Integral der aus der Streckenkrümmung

$$f_{ik} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \varphi_k}{\partial x_i}$$

gewonnenen skalaren Dichte

$$\mathfrak{l} = f_{ik} \mathfrak{f}^{ik}.$$

Nimmt man an, daß sie als Wirkungsgröße neben das Volumen tritt, so ergibt sich das überraschende Resultat, daß aus dem metrischen Felde nicht nur die Gravitations-, sondern auch die elektromagnetischen Kräfte entspringen; dabei treten die φ_i als Komponenten des elektromagnetischen Potentials, die f_{ik} daher als Komponenten der elektromagnetischen Feldstärke auf. Das werde zunächst kurz bewiesen. Die Wirkungsdichte sei die Kombination

$$-\lambda^2 \sqrt{g} + \alpha \mathfrak{l}$$

(α eine numerische Konstante). Indem wir wiederum die natürliche Eichung $\lambda = -1$ benutzen, erhalten wir daraus leicht das Wirkungsprinzip

$$\delta \int \mathfrak{W} dx = 0 \text{ mit } \mathfrak{W} = (\mathfrak{G} + \alpha \mathfrak{l}) + \tfrac{1}{4} \sqrt{g} \{1 - 3 (\varphi_i \varphi^i)\}.$$

Unsere Normierung bedeutet, daß wir mit kosmischen Maßstäben messen. Wählen wir auch die Koordinaten x_i so, daß Weltstellen, deren Koordinaten sich um Beträge von der Größenordnung 1 unterscheiden, kosmische Entfernung haben, so werden wir annehmen dürfen, daß die g_{ik} und φ_i von der Größenordnung 1 werden. Durch die Substitution $x_i = \varepsilon x_i'$ führen wir Koordinaten der gewöhnlich benutzten Größenordnung ein (Größenordnung des menschlichen Körpers); ε ist eine sehr kleine Konstante. Die g_{ik} ändern sich bei dieser Transformation nicht, wenn wir gleichzeitig diejenige Umeichung vornehmen, welche ds^2 mit $\frac{1}{\varepsilon^2}$ multipliziert. Im neuen Bezugssystem ist dann

$$g'_{ik} = g_{ik}, \quad \varphi'_i = \varepsilon \varphi_i, \quad \lambda' = -\varepsilon^2.$$

$\frac{1}{\varepsilon}$ ist demnach, in menschlichem Maße, der Krümmungsradius der Welt. Behalten g_{ik}, φ_i ihre alte Bedeutung, verstehen wir aber jetzt unter x_i die bisher mit x_i' bezeichneten Koordinaten und sind Γ^r_{ik} die diesen Koordinaten entsprechenden Komponenten des affinen Zusammenhangs der Welt, so wird

$$\mathfrak{W} = (\mathfrak{G} + \alpha \mathfrak{l}) + \frac{\varepsilon^2}{4} \sqrt{g} \{1 - 3 (\varphi_i \varphi^i)\}; \quad (1)$$

$$\Gamma^r_{ik} = \begin{Bmatrix} ik \\ r \end{Bmatrix} + \frac{\varepsilon}{2} \left(\delta^r_i \varphi_k + \delta^r_k \varphi_i - g_{ik} \varphi^r \right). \quad (2)$$

Unter Vernachlässigung der winzigen kosmologischen Terme von der Größenordnung ε^2 erhalten wir hier also nach (1) genau die klassische Maxwell-Einsteinsche Theorie der Elektrizität und Gravitation. Und mit der gleichen Vernachlässigung bekommen wir auf dem in FM. geschilderten Wege die mechanischen Gleichungen, aus denen die ponderomotorische Wirkung des elektromagnetischen Feldes in Einklang mit der Erfahrung hervorgeht; endlich auch noch die Tatsache, daß sich Maßstablängen und die Frequenzen der Atomuhren bei Zugrundelegung der natürlichen Eichung erhalten, sich also in der Tat durch

1) Diese Zeitschr. **22**, 20, 1921.
2) E. Freundlich, Die Naturwissenschaften **8**, 234, 1920; H. Reichenbach, Relativitätstheorie und Erkenntnis a priori (Springer 1920), S. 73.
3) Ann. d. Phys. **55**, 241, 1918.

Einstellung auf den Krümmungsradius bestimmen[1]). Bei Herleitung der mechanischen Gleichungen ist die Vernachlässigung der kosmologischen Terme nicht bloß wegen ihrer Kleinheit statthaft, sondern sie ist geradezu geboten, weil (nach FM.) die Masse eines Körpers überhaupt nur mit derjenigen Genauigkeit definiert ist, mit der man das ihn umgebende Feld als ein Euklidisches ansehen kann. Es ist danach sicher, daß die „Körpergeometrie", welche in der geläufigen Weise das Maßverhalten der materiellen Körper und ihre Bewegung festlegt, nicht die „Äthergeometrie" ist, sondern diejenige Riemannsche Geometrie, in welche sie sich verwandelt, wenn man die kongruente Verpflanzung durch die Einstellung auf den Krümmungsradius ersetzt. In diesem Sinne hat Einstein vollständig recht. Daß die den Naturgesetzen gemäß verlaufende Bewegung eines Körpers und die Übertragung der Uhrperioden nicht dem affinen Zusammenhang des Äthers folgt, geht übrigens schon rein formal aus den Gleichungen (1), (2) hervor; denn nach den Feldgesetzen (1) hat eine Verwandlung von φ in $-\varphi$ keinen Einfluß, während nach (2) dadurch die geodätischen Linien im Äther geändert werden.

5. Was die zunächst sehr grotesk anmutende Deutung der φ_i als elektromagnetischer Potentiale betrifft, so vermag ich darin gar keine neue Annahme zu erblicken; sondern die Durchführung eines einfachen, mit dem Grundsatz der Eichinvarianz verträglichen Wirkungsprinzips zeigt das Auftreten solcher ponderomotorischer Wirkungen, wie sie uns als elektromagnetische Kräfte bekannt sind; auch wirken diese Kräfte nicht bloß auf die Materie, sondern entspringen aus ihr genau in der Weise, wie es unsere elektromagnetischen Erfahrungen fordern. Gerade darin, daß die durch das Prinzip der Eichinvarianz erzwungene Erweiterung der Weltgeometrie, bei Zugrundelegung eines in einfacher rationaler Weise aus den Zustandsgrößen des metrischen Feldes aufgebauten Wirkungsprinzips, zu Folgerungen führt, die mit der Erfahrung in Einklang stehen und ein bis dahin neben der Metrik angenommenes physikalisches Zustandsfeld wie das elektromagnetische überflüssig macht, gerade darin, sage ich, liegt ja die einzig mögliche, aber auch völlig zureichende physikalische Bewährung jenes durch die Relativität der Größe geforderten Prinzips. Genau so steht es mit dem Einsteinschen Prinzip der allgemeinen Koordinateninvarianz, zu dessen Annahme die Relativität der Bewegung drängt. Seine physikalische Bewährung liegt einzig und allein darin, daß ein einfaches koordinateninvariantes Wirkungsprinzip für einen freien, keinen Kräftewirkungen unterliegenden Massenpunkt diejenige Bewegung ergibt, welche uns die Erfahrung an den Planeten zeigt, ohne ein besonderes Gravitationsfeld neben dem metrischen zu benötigen.

Dennoch bleibt hier ein Unbehagen zurück. Bei Einstein läßt sich der Zusammenhang zwischen der Richtung erhaltenden Trägheit und der Gravitation an der Gleichheit von schwerer und träger Masse oder dem „Äquivalenzprinzip" ohne weiteres anschaulich demonstrieren; wo ist eine entsprechende anschauliche Basis für den hier behaupteten Zusammenhang zwischen kongruenter Verpflanzung und elektromagnetischem Feld? Antwort: 1. Sehen wir von der geometrischen Einkleidung ab, so bleibt als der eigentliche Kern unserer Theorie dies: daß durch den physikalischen Zustand der Welt das Gravitationspotential $ds^2 = g_{ik}\,dx_i\,dx_k$ und das elektromagnetische $dq = \varphi_i\,dx_i$ nicht festgelegt sind, sondern durch $\mu \cdot ds^2$, $dq - \frac{d\mu}{\mu}$ (μ eine willkürliche positive Ortsfunktion) ersetzt werden können. Aus den Feldgrößen f_{ik} fällt dieses willkürliche μ aber glatt heraus, so daß die vom elektromagnetischen Feld auf einen geladenen Körper ausgeübte ponderomotorische Wirkung gar nicht mit der Eichung gekoppelt ist. Daß eine solche Feldkraft auftritt, ist natürlich dadurch bedingt, daß in unser Wirkungsprinzip die nicht wegzutransformierenden Krümmungsgrößen f_{ik} in wesentlicher Weise eingehen. Würde man in der Einsteinschen Gravitationstheorie eine Wirkungsgröße annehmen, welche nicht bloß die ersten Ableitungen der g_{ik}, sondern auch die Krümmung wesentlich enthält (z. B. $\int R_{ik}\Re^{ik}\,dx$), so erhielte man auch dort neben der Gravitation nicht-massenproportionale Kräfte, deren Zusammenhang mit dem Führungsfeld durch kein Äquivalenzprinzip sich plausibel machen ließe. 2. Bei der Normierung $\lambda = -1$ kennzeichnen die Potentiale φ_i — sie genügen infolge der Eichnormierung der Lorentzschen Gleichung $\frac{\partial(\sqrt{g}\,\varphi^i)}{\partial x_i} = 0$ — die Abweichung, welche zwischen kongruenter Verpflanzung und Einstellung auf den Krümmungsradius, zwischen Äther- und Körper-

[1]) Das war bisher nur eine vorläufige Annahme; jetzt ist sie aus der physikalischen Theorie heraus begründet. Damit ist, wie mir scheint, einem von Einstein auf der Naturforscher-Versammlung in Nauheim ausgesprochenen Postulat (siehe diese Zeitschr. 21, 651, 1920, und die auf S. 662 wiedergegebenen Diskussionsbemerkungen von Hamel und Einstein) Genüge geschehen.

geometrie besteht. Auf das Maßverhalten der Körper und ihre Bewegung sind sie also von keinem Einfluß, oder vielmehr: es besteht nur jener verborgene Einfluß, der dadurch zustande kommt, daß die elektromagnetischen Potentiale an der Bestimmung des Normalmaßes λ mitbeteiligt sind.

6. So erkennen wir: nur daran, wie das in der Wirkungsdichte neben dem Einsteinschen neu auftretende kosmologische Glied

$$-\frac{3\varepsilon^2}{4}(\varphi,\varphi)\sqrt{g}$$

den Feldverlauf modifiziert, wird die Theorie zu prüfen sein[1]). Welches sind seine Konsequenzen? Da die numerische Konstante a wahrscheinlich einen sehr kleinen Wert hat, wäre es möglich, daß die Maxwellschen Gleichungen eine die Grenze der Wahrnehmbarkeit erreichende Modifikation erfahren; sie besteht darin, daß in der Wellengleichung für die vier elektromagnetischen Potentiale

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - \Delta\varphi = 0$$

auf der linken Seite das Glied $+\frac{1}{a^2}\varphi$ hinzutritt, wo a eine feste Länge ist (Krümmungsradius der Welt mal $\sqrt{6}$). Die einer ebenen Welle entsprechende Lösung hat dann die Form

$$e^{i\left(\nu t - \frac{x}{c}\sqrt{\nu^2 - \nu_0^2}\right)} \qquad \left(\nu_0 = \frac{c}{a}\right).$$

Doch glaube ich, daß aus den Experimenten nur dies zu entnehmen sein wird, daß a sicher oberhalb einer gewissen Grenze liegt.

Eine wichtige Rolle spielt der neue kosmologische Term für das Problem der Materie. Es steht durch die Erfahrung mit großer Sicherheit fest, daß die physikalische Feldwirkung eines ruhenden Körpers durch zwei dem Körper eigentümliche Konstante bestimmt wird. Die eine ist die Ladung, die andere die Masse oder besser jenes konstante Verhältnis, in welchem sich die Masse zum Krümmungsradius der Welt einstellt; das sind (im Einklang mit der Forderung Herrn Byks) in unserer Theorie reine Zahlen. Man wird deshalb von einer Feldtheorie verlangen müssen, daß ∞^2 inäquivalente statische kugelsymmetrische Lösungen existieren, die außerhalb einer Kugel um das Zentrum regulär sind. Da die Einsteinsche Theorie das elektromagnetische Feld nicht mit umfaßt, bleibt dort nur die Masse übrig. In der ursprünglichen Fassung I der Feldgesetze ist unsere Forderung nicht erfüllt, wenn wir zwei Lösungen als äquivalent betrachten, falls sie durch beliebige Transformation der Koordinaten und Multiplikation des ds^2 mit einer willkürlichen Konstanten auseinander hervorgehen. In diesem Sinne existiert überhaupt nur eine einzige kugelsymmetrische Lösung; die Masse hat hier keine absolute Bedeutung, nur vom Massenverhältnis zweier Teilchen kann die Rede sein. Damit die Forderung zu Recht besteht, muß man annehmen: im Unendlichen soll

$$ds^2 = dx_0^2 - (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2)$$

werden; es sind nur solche Transformationen zulässig, welche dort in die Identität übergehen. Das Feld ist also nicht bloß durch das materielle Teilchen, sondern ebensosehr durch ein über den zweiten, unendlich fernen Feldsaum herüberwirkendes „Agens" determiniert. Um dies zu vermeiden, führte Einstein das kosmologische Glied ein. Die Gesetze II oder III besitzen nun aber überhaupt keine statischen kugelsymmetrischen Lösungen; vielmehr tritt auch hier neben dem sich gegen das Teilchen erstreckenden Feldsaum ein zweiter Saum auf (den man z. B. als einen Massenhorizont von der Mächtigkeit der ganzen Weltmasse deuten kann). Anders bei uns: da existieren wirklich, wie ich RZM, S. 272 zeigte, reguläre kugelsymmetrische Lösungen; für sie ist λ notwendig negativ und ihr Verlauf ist in qualitativer Hinsicht (Vorzeichen der Zustandsgrößen und ihrer Ableitungen) der aus der Erfahrung bekannte[1]). Legen wir die Normierung $\lambda = -1$ zugrunde, so gelten solche Lösungen als äquivalent, die durch Koordinatentransformation auseinander hervorgehen. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Konstanten ist jedoch nur $= 1$, solange man mit einem vorgegebenen Wert von a zu rechnen hat. Es ist aber auch in formaler Hinsicht unsympathisch, daß unsere Wirkungsgröße aus zwei additiv miteinander verbundenen Invarianten ganz verschiedenen Charakters zusammengesetzt ist, zumal die verbindende dimensionslose Konstante a wahrscheinlich keineswegs von der Größenordnung 1 ist. Die eine, das natürlich gemessene Volumen, wird man als geometrische, die andere als physikalische Wirkungsgröße bezeichnen

1) Seine Deutung als eines Mieschen Atherdrucks in der 3. Aufl. von RZM beruhte auf einem Vorzeichenfehler.

1) Besonderen Wert lege ich darauf, daß φ^2, das Quadrat des elektrostatischen Potentials, eine abnehmende Funktion der Entfernung r vom Zentrum ist. Indem man nämlich die Differentialgleichung für φ mit φ multipliziert und zwischen zwei beliebigen Grenzen integriert, ergibt sich, daß $\sqrt{g}\cdot\frac{d\varphi^2}{dr}$ mit r zunimmt; da es für den Maximalwert von r, auf dem Äquator, verschwindet, ist es also beständig ≤ 0.

dürfen. So ist die Einsteinsche Rotverschiebung der Spektrallinien ein „geometrischer", ihre Aufspaltung im Magnetfeld ein „physikalischer" Effekt; im Gesetz der Bewegung stehen sich beide Teile als Führungsfeld und Kraft gegenüber. Indem wir den Einsteinschen Gedanken eines Variationsprinzips mit Nebenbedingung aufnehmen, werden wir daher lieber unsere Feldgesetze so formulieren: Die Maxwellsche Wirkungsgröße $\int l dx$ ist ein Extremum bei konstantem natürlichen Volumen $\int \sqrt{g}\, dx$. Dies Gesetz befriedigt durch seine Einfachheit. Seine statischen kugelsymmetrischen Lösungen hängen wirklich, wie wir verlangten, von zwei Konstanten ab. Ein für sich allein vorhandenes Korpuskel rundet sich seine eigene Welt. Sobald aber zwei Korpuskeln vorhanden sind, treten sie vermöge ihrer sich durchdringenden Feldsphären in Kampf; von einer zureichenden Lösung dieses Zwei-Körper-Problems sind wir noch weit entfernt. Der für die ganze Welt gültige Wert von a wird wohl irgendwie durch die Gesamtzahl der in der Welt vorhandenen Korpuskeln bedingt sein.

7. Wenn die in den letzten Jahren festgestellte Tatsache, daß die Spiralnebel systematisch eine starke Rotverschiebung zeigen, die als Dopplereffekt ausgedrückt im Mittel gegen 700 km/sec beträgt[1]), kosmologisch gedeutet werden darf, so würde sie dafür sprechen, daß zwar die Welt räumlich geschlossen ist (und nicht eine de Sittersche Hyperbelwelt), aber die Massen in ihr nicht gleichförmig verteilt sind, wie Einstein annahm, sondern einzelne Inseln wie das Milchstraßensystem im leeren Raume schwimmen. Die masseleere Welt läßt sich nach de Sitter[2]) betrachten als ein „Kegelschnitt" $\Omega(x) = a^2$ im fünfdimensionalen Euklidischen Raum mit dem Linienelement $ds^2 = -\Omega(dx)$:

$$\Omega(x) = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 - x_5^2.$$

Durch die Substitution

$$x_4 = z \cdot \mathfrak{Cof}\, t, \quad x_5 = z \cdot \mathfrak{Sin}\, t$$

kann man den keilförmigen Ausschnitt

$$x_4^2 - x_5^2 > 0$$

auf „statische Koordinaten" t, $x_1 x_2 x_3$ beziehen:

$$-ds^2 = (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dz^2) - z^2 dt^2$$
$$\text{mit } z^2 = a^2 - r^2, \quad r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2.$$

Die Abnahme von z mit wachsendem Radius r ergibt für einen im Zentrum O befindlichen Beobachter eine Rotverschiebung der Spektrallinien für Sterne S, deren Entfernung $r = OS$ dem Weltradius a vergleichbar ist; vorausgesetzt, daß das vom Stern ausgesandte Licht im ganzen Raum dieselbe in der „statischen" Zeit t zu messende Frequenz besitzt. Umgekehrt würde dann ein Beobachter auf S an einem Stern in O Violettverschiebung konstatieren. Diese Asymmetrie zwischen O und S beruht darauf, daß die Frequenzannahme eine solche Lösung der Maxwellschen Gleichungen als maßgebend für die Lichtausbreitung statuiert, welche nicht auf dem ganzen Kegelschnitt, sondern nur auf dem zu O gehörigen Keil $x_4^2 - x_5^2 > 0$ regulär ist; das ist natürlich nur berechtigt, wenn die Welt aus diesem Keil allein besteht, wenn sie also durch die statischen Koordinaten vollständig dargestellt wird. Eine solche geschlossene Welt wird aber zufolge der Einsteinschen Gesetze erst möglich durch einen am Äquator lagernden mächtigen Massenhorizont, und die Rotverschiebung ist dann als Wirkung der Annäherung an diesen Massenhorizont aufzufassen[1]). Wenn jedoch die Masse im geschlossenen Raum gleichförmig mit der Einsteinschen Gleichgewichtsdichte verteilt ist, wird die Lichtgeschwindigkeit f konstant, und es tritt überhaupt keine Verschiebung der Spektrallinien auf. Die Rolle, welche bei Einstein der Massenhorizont spielt, nämlich die Frequenzübertragung in der Lichtwelle zu bestimmen, kann nach unserer Theorie das als Zentrum aufzufassende Milchstraßensystem selber übernehmen — für denjenigen Teil des leeren Raumes, der ihm näher liegt als andern Masseninseln von ähnlicher Mächtigkeit. Für die Deutung der besprochenen astronomischen Erscheinung ist also unser kosmologisches Glied unter Umständen von Wichtigkeit.

8. Bisher haben wir nur die zwei einfachsten Integralinvarianten des metrischen Feldes, die Maxwellsche Wirkungsgröße und das natürlich gemessene Volumen, in Betracht gezogen. Alle Integralinvarianten von zweiter Ordnung, d. h. alle, welche die Ableitungen der g_{ik} bis zur zweiten, der φ_i bis zur ersten Ordnung enthalten, sind von R. Weitzenböck[2])

1) Eine vollständige Zusammenstellung der Messungen bei H. u. M. B. Shapley, Astrophysical Journal **50**, 1919, Tabelle V auf S. 125; vgl. die kosmologischen Bemerkungen daselbst auf S. 131—135.

2) Monthly Notices of the R. Astronom. Society, November 1917: On Einsteins theory of gravitation and its astronomical consequences III. — RZM, S. 256.

1) Natürlich bleibt es sehr aufklärungsbedürftig, wie es kommt, daß der Zusammenschluß der Welt im großen die Lichtwelle von Anfang an beeinflußt, wo man doch meinen sollte, sie könne darauf erst reagieren, wenn sie die ganze Weltkugel durchlaufen hat. Mit der Hertzschen Vorstellung von der Entstehung einer Lichtwelle ist das ganz unverträglich; der Bohrschen hingegen scheint es mir nicht zu widersprechen.

2) Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. in Wien, Abt. IIa, **129**, 1920, Sitzung vom 21. und 28. Okt. 1920; **130**, 1921, 10. Februar.

bestimmt worden. Es ergaben sich deren sechs, von denen zwei allerdings in ihrem Vorzeichen abhängen von einem in der Welt anzunehmenden Schraubungssinn. R. Bach hat gezeigt[1]), daß die Variation dieser beiden identisch verschwindet; dasselbe gilt nach seinen Rechnungen auch für eine gewisse numerische Kombination der übrigen vier. Demnach kommt neben den bisher benutzten Invarianten im Wirkungsprinzip nur noch eine weitere in Frage. Entgegen früher geäußerter Meinung glaube ich jetzt, nachdem die Konsequenzen der Theorie sich etwas geklärt haben, dessen ziemlich sicher zu sein, daß sie in der Natur keine Rolle spielt. Denn wenn wir sie mit heranziehen, kommen wir auf Feldgesetze vierter Ordnung; die statische kugelsymmetrische Lösung derselben enthält — wenn wir annehmen, daß kein elektromagnetisches Feld vorhanden ist und von den kosmologischen Termen absehen, dafür aber eine bestimmte Maßeinheit der Länge zugrunde legen — nach einer Untersuchung von Pauli[2]) nicht nur eine willkürliche Konstante, die Masse, sondern deren zwei[3]). Vor allem aber scheint es ganz unmöglich, von einem solchen Wirkungsprinzip aus zu den mechanischen Gleichungen zu gelangen, deren Herleitung aus den differentiellen Erhaltungssätzen aufs allerengste an die besonderen Eigentümlichkeiten der beiden anderen Invarianten gebunden ist (vgl. darüber FM). Stichhaltige Gründe dafür, warum die Natur die Benutzung der dritten Invariante verschmäht hat, weiß ich nicht anzugeben; aber schon die Beschränkung der Differentiationsordnung auf 2 ist offenbar ein viel zu formaler Gesichtspunkt, als daß man darin den entscheidenden inneren Zwang für die Auswahl der Wirkungsgröße erblicken dürfte.

9. Ein wie hohes Maß von Harmonie und innerer Notwendigkeit dem Aufbau der reinen Infinitesimalgeometrie innewohnt, welche die Grundlage der erweiterten Relativitätstheorie bildet, glaube ich durch die gruppentheoretische Formulierung des Raumproblems, RZM § 18, aufgedeckt zu haben. Insbesondere wird dadurch aus den tiefsten der mathematischen Analyse zugänglichen Gründen verständlich, warum die Metrik gerade die auf einer nicht ausgearteten quadratischen Differentialform beruhende Pythagoreische Maßbestimmung ist. Für die Vermutung, daß sie die einzige ist, welche den dort aufgestellten natürlichen Forderungen genügt, habe ich inzwischen den mathematischen Nachweis erbringen können[1]); in der Gültigkeit dieses Satzes erblicke ich eine sehr entschiedene Bestätigung der Richtigkeit meiner Gedankeneinstellung zum Raumproblem. Es zeigt sich dabei, daß der Pythagoreischen Maßbestimmung ihr einzigartiger Charakter nur zukommt im Hinblick auf den metrischen Zusammenhang, die Möglichkeit der kongruenten Verpflanzung des Vektorkörpers im beliebigen Punkte O nach allen zu O unendlich benachbarten. Wenn die an den materiellen Körpern erfahrene „Körpergeometrie", wie es die Überlegungen zu Beginn der Note evident gemacht haben, nicht ohne weiteres als verbindlich erachtet werden kann für die dem Äther zuzuschreibende Struktur, so könnten unsere Annahmen über diese „Äthergeometrie" zunächst als recht willkürlich erscheinen; die erwähnte gruppentheoretische Untersuchung aber zeigt, daß dem nicht so ist. Immerhin liegt der Gedanke nahe, ob man nicht, unter Verzicht auf den metrischen Zusammenhang und natürlich auch unter Verzicht auf die Erklärung des Elektromagnetismus, allein mit der konformen Beschaffenheit der Welt, ihrem „Wirkungszusammenhang" auskommen kann, der durch die Gleichung $g_{ik}\,dx_i dx_k = 0$ vollständig beschrieben wird. Diese Möglichkeit ist neuerdings von R. Bach[2]) und von Einstein[3]) erwogen worden; namentlich hat Herr Bach die Konsequenzen des dann allein möglichen Wirkungsprinzips rechnerisch entwickelt. Man gewinnt dadurch aber keinen Anschluß an die Erfahrung: da man die Bachsche Wirkungsgröße mit der oben erwähnten dritten Integralinvariante identifizieren kann, hängt das Gravitationsfeld eines Körpers hier statt von einer von zwei Konstanten ab; und es ist gar nicht abzusehen, wie man von diesem Wirkungsprinzip aus zu den mechanischen Gleichungen gelangen könnte. Auch rein theoretisch ist dieser Ansatz viel weniger befriedigend als der unsere, weil nach einer eben gemachten Bemerkung die mit einer Pythagoreischen Maßbestimmung verknüpfte konforme Beschaffenheit ein nicht auf sich selber ruhendes Bruchstück der ganzen Metrik ist, dessen Vorhandensein nur im Hinblick auf den metrischen Zusammen-

1) Math. Zeitschr. **9**, 110—135, 1921, insbesondere S. 125 u. 128.

2) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **21**, 742, 1919.

3) Diese zweite Konstante würde in der gleichen Weise der aus dem metrischen Felde entspringenden nicht massenproportionalen Kraft entsprechen, von welcher auf S. 476 die Rede war, wie die elektrische Ladung der ponderomotorischen Kraft des elektromagnetischen Feldes; von einer solchen Kraft wissen wir aus der Erfahrung nichts.

1) Erscheint in der Math. Zeitschrift.

2) l. c., S. 128—135.

3) Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1921, S. 261—264.

hang verständlich wird. Aus beiden Gründen halte ich daher diesen Versuch für aussichtslos.

Eine abweichende Idee hat jüngst Eddington[1]) verfolgt; er möchte den affinen Zusammenhang als die ursprüngliche Struktur des Weltäthers zugrunde legen. Er spaltet den Krümmungstensor zweiter Stufe — dessen Existenz nur an den affinen Zusammenhang gebunden ist und dessen Ausdruck an einer Stelle O, an welcher wir ein geodätisches Koordinatensystem verwenden, so lautet:

$$R_{ik} = \frac{\partial \Gamma^{\alpha}_{i\alpha}}{\partial x_{\alpha}} - \frac{\partial \gamma_i}{\partial x_k}$$

($\gamma_i = \Gamma^{\alpha}_{i\alpha}$, Γ die in O selber verschwindenden Komponenten des affinen Zusammenhangs) — in einen symmetrischen und schiefsymmetrischen Teil:

$$\frac{\partial \Gamma^{\alpha}_{i\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \gamma_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \gamma_k}{\partial x_i}\right) \qquad \frac{\partial \gamma_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \gamma_k}{\partial x_i}$$

und identifiziert den symmetrischen mit dem Einsteinschen Maßtensor g_{ik}, den schiefsymmetrischen aber mit dem elektromagnetischen Feldtensor. Er zieht dann aber nur solche Konsequenzen, welche sich allein daraus ergeben, daß in der Welt eine quadratische Grundform, das Einsteinsche ds^2, und eine lineare, die aus den elektromagnetischen Potentialen gebildete Form $d\varphi = \varphi_i dx_i$ besteht; darin sind sich aber alle Theorien einig. Das Spezifische meiner Auffassung liegt darin, daß diese beiden Formen, ohne eine Änderung des physikalischen Feldzustandes herbeizuführen, in $\mu \cdot ds^2$, $d\varphi - \frac{d\mu}{\mu}$ verwandelt werden können; die Konsequenzen dieser besonderen These machten sich vor allem in der Auswahl der Wirkungsgröße geltend. Analog hätte Eddington die Aufgabe, die Konsequenzen seiner Annahme zu verfolgen, daß jene beiden Formen in der geschilderten Weise aus einem affinen Zusammenhang Γ entspringen. Enthält das überhaupt eine Einschränkung, da doch die Γ in viel größerer Anzahl (40) vorhanden sind als die 14 Koeffizienten g_{ik}, φ_i? Die Γ sind bei Eddington die unabhängigen Zustandsgrößen, und es müssen deshalb auch 40 Feldgleichungen auftreten. Eddington verzichtet aber einstweilen überhaupt noch auf die Aufstellung der Feldgesetze. Die Einführung von 40 Unabhängigen scheint mir bedenklich, da die Erfahrung gar keinen Hinweis darauf enthält; Eddington hat wohl auch nur den Mut zu einem so verwegenen Ansatz, weil er hier eine Möglichkeit wittert, den „unbekannten Elektronenkräften" auf die Spur zu kommen; an diese Kräfte, nach denen auf anderem Wege schon Mie gesucht hatte, vermag ich aber nicht mehr zu glauben. Ebenso muß ich Eddingtons Begründung der Bewegungsgleichungen ablehnen, schon darum, weil sie keine Rechenschaft gibt von der fundamentalen Tatsache der Gleichheit von träger und gravitationsfeld-erzeugender Masse.

Der den Spekulationen mißtrauende Physiker wird wahrscheinlich finden, daß die ganze Frage einer erweiterten Relativitätstheorie, welche in organischer Weise die elektromagnetischen Erscheinungen mit umfaßt, im Augenblick noch nicht spruchreif ist, da keine Erfahrungen zu ihrer Entscheidung herbeigezogen werden können, solange Einflüsse von kosmologischer Kleinheit der Beobachtung sich entziehen. Man darf aber nicht vergessen, daß in aller Wirklichkeitserkenntnis neben dem Sammeln typischer Erfahrungstatsachen das apriorische Element, die Bildung von angemessenen Anschauungen und Begriffen, mit Hilfe deren die Tatsachen zu deuten sind, eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt. Ich habe versucht, in diesem und in dem parallel laufenden Artikel über „Feld und Materie" das Bild, das mir vorschwebt, so deutlich zu zeichnen, wie es mir möglich ist.

Zürich.

(Eingegangen 8. Juli 1921.)

1) Proceedings of the Royal Society, A, 99, 104 bis 122, 1921.

Rotierende Bezugssysteme in einer Minkowskischen Welt. II.

Von Friedrich Kottler.

In einer Arbeit gleichen Titels habe ich kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) das „Trägheitsfeld", das in einem gleichförmig rotierenden Bezugssystem herrscht, untersucht. Für die zugehörige Maßbestimmung war hierbei ein Ausdruck gefunden worden, dessen Raummessung euklidisch ist. Vorausgesetzt war erstens, daß das System in einer Minkowskischen Welt rotiere, also relativ zu sehr entfernten Massen, deren Schwerefeld ebenso vernachlässigt werden könne wie das eigene Schwerefeld des Systems, zweitens daß im unendlich kleinen raumzeitlichen Bereiche die Rotation des Systems durch eine gleichförmige Translation ersetzt werden dürfe, auf welch letztere die spezielle Relativitätstheorie angewendet werden könne. Aus diesen beiden Voraussetzungen folgt sofort, daß die lokalen Maßstäbe

1) 22, 274—280, 1921.

und Uhren, die innerhalb eines solchen unendlich kleinen Bereichs im rotierenden System Geltung haben, bekannt sind. Ich habe diese lokalen Maßstäbe und Uhren die natürlichen genannt. Ein rotierender Beobachter kann sich dieselben überall in bekannter Weise mit Hilfe der Eigenschaften des Lichts konstruieren. (Diese Methode verdient den Vorzug vor der der starren Körper, weil bekanntlich die Teile des rotierenden Systems deformierbar angenommen werden müssen.) Die natürlichen lokalen Maßstäbe sind es, die auf das Einsteinsche Paradoxon betreffend die Nichteuklidizität der Geometrie auf einer rotierenden Kreisscheibe führen.

In der genannten Arbeit war sodann die Frage diskutiert worden, ob sich mit Hilfe der natürlichen lokalen Maßstäbe und Uhren eine einheitliche Raumzeitmessung im ganzen rotierenden System ermöglichen lasse. Dies ist, wie gezeigt wurde, unmöglich, deshalb, weil die natürliche Zeitmessung keine einheitliche Synchronisierung gestattet. Dafür ist eine andere künstliche Raumzeitmessung im ganzen System einheitlich möglich, d. h. eine solche, bei welcher die natürlichen lokalen Maßstäbe und Uhren durch andere künstliche ersetzt werden müssen. Diese Messung besitzt die eingangs erwähnte Eigenschaft der Euklidizität ihrer Geometrie.

Die Frage, wie sich die im rotierenden System befindlichen Beobachter die angegebene künstliche Raumzeitmessung verschaffen können, war dahin beantwortet worden, daß sie dieselbe mit Hilfe eines (fingierten) ruhenden Beobachters errechnen müssen, sofern man sich auf den Standpunkt der üblichen messenden Physik stellt, daß einer Messung nicht unendlich viele Versuche vorausgehen dürfen. Die Zuhilfenahme eines fingierten ruhenden Beobachters hat nichts Befremdendes, wie hier betont werden möge; seit Kopernikus pflegen wir ja unsere geozentrischen Beobachtungen auf diese Weise aus den heliozentrischen Koordinaten zu berechnen.

Gleichwohl wird man diesen Umweg über den ruhenden Beobachter zu vermeiden wünschen und fragen, ob die rotierenden Beobachter imstande sind, ganz vom selbst auf die angegebene Raumzeitmessung zu kommen. Das ist, wie im folgenden gezeigt werden wird, in der Tat möglich, wofern man sich nur von dem Vorurteil frei macht, daß einer Messung nicht unendlich viele Versuche vorangehen dürfen. Wenn wir in der praktischen Physik mit einer endlichen Anzahl unser Auslangen finden, so geschieht dies, weil die Maßbestimmung unserer Welt bereits vorgegeben ist oder es uns zu sein scheint; wenn wir z. B. ohne weiteres die geradlinige Entfernung zweier entfernter Punkte ausmessen können, so können wir dies darum, weil wir in den Lichtstrahlen das Modell der geraden Linie vorgegeben haben. Wenn uns dieses fehlen würde, so müßten wir zwecks Ausmessung einer Entfernung sicherlich sehr viele, ja sogar, um genau zu sein, unendlich viele Versuche anstellen, um die kürzeste von allen möglichen Entfernungen der zwei Punkte zu ermitteln. Man sieht daher ohne weiteres, daß man, um in einer unbekannten Welt eine Maßbestimmung zu begründen, unendlich viele Versuche wird machen müssen, sofern man größte Genauigkeit erreichen will, oder daß, wie es Hamel[1]) ausgedrückt hat, „das Messen erst an den Schluß einer Wissenschaft gehört".

1. Ich beginne mit der Zeitmessung in irgendeinem beschleunigten System. Wenn zwei voneinander entfernte Beobachter A, B in einem solchen System ihre lokalen Uhren vergleichen wollen, so müssen sie dies mittels Lichtsignalen tun; sie können dies aber nicht so tun wie im gleichförmig bewegten System, indem ein Signal direkt von A nach B oder von B nach A entsendet wird. Denn der Lichtweg und die zugehörige Lichtzeit, deren Kenntnis für die Einstellung der Uhren erforderlich ist, sind ja noch gänzlich unbekannt, solange noch keine einheitliche Maßbestimmung vorhanden ist, die über lokale Bereiche hinaus gilt. Sie können also die Zeitvergleichung nur schrittweise und indirekt durchführen, indem sie zwischen ihren Standpunkten A und B genügend viele Relais $R_1, R_2 \ldots R_N$ einschalten, die einander so nahe sind, daß von einem zum andern die Methode der speziellen Relativitätstheorie, und zwar die betreffende lokale Raumzeitmessung, angewendet werden darf. Auf diese und nur auf diese Weise kann vor Ermittlung einer einheitlichen Maßbestimmung im beschleunigten System zu einer Zeit von A die „gleiche" Zeit von B gefunden werden: Zuerst gibt A seine Zeit nach R_1, welche nach Ankunft in R_1 um die in der lokalen Maßbestimmung von A ermittelte Lichtzeit für AR_1 korrigiert werden muß; hierauf gibt R_1 seine Zeit an R_2, welche nach Ankunft in R_2 um die in der lokalen Maßbestimmung von R_1 gemessene Lichtzeit für R_1R_2 korrigiert werden muß; usw. bis zu B.

Verfo'gen wir den Vorgang geometrisch am

1) G. Hamel, Grundbegriffe der Mechanik, S. 108. Leipzig, B. G. Teubner 1921.

Bilde des Weltlinienbündels des beschleunigten Systems in der Minkowskischen Welt (Fig. 1).

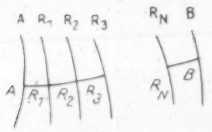

Fig. 1.

Sei A eine Lage von A auf seiner Weltlinie, zu der die „gleichzeitige" Lage B von B zu suchen ist. Man bestimme nach der obigen Methode die zu A „gleichzeitige" Lage R_1 der benachbarten Relaisstation R_1; sie ist offenbar der Durchschnitt der Weltlinie von R_1 mit dem Normalraum von A. Zu R_1 ist gleichzeitig die Lage R_2 von R_2, d. i. der Durchschnittspunkt der Weltlinie von R_2 mit dem Normalraum von R_1 usf.

Wir fragen jetzt: Führt diese Methode wirklich zu einer widerspruchslosen Zeitvergleichung der lokalen Uhren im beschleunigten System? Die Antwort lautet: Im allgemeinen nicht! Im allgemeinen ist nämlich bei beliebig beschleunigten Systemen eine Synchronisierung der natürlichen lokalen Uhren gar nicht möglich!

Denn wenn es eine überall mittels der natürlichen lokalen Uhren gemessene Zeit t' im beschleunigten System gäbe, so würden alle Weltpunkte, die zur „gleichen" Zeit $t' = \text{const}$ gehören, eine stetige dreidimensionale raumartige Mannigfaltigkeit erfüllen, die die Weltlinie des Bündels überall senkrecht schnitte. Die oben verwendeten Normalräume von A, R_1 usw. wären nichts anderes als die Tangentialräume dieser Mannigfaltigkeit in ihren Punkten A, R_1 usw. Das Weltlinienbündel des beschleunigten Systems müßte also so beschaffen sein, daß es orthogonal schneidende Mannigfaltigkeiten zuließe. Aus der Lehre von den Kurvenbündeln ist bekannt, daß dies ein allgemeines Bündel nicht tut. Daher ist eine Synchronisierung der natürlichen lokalen Uhren nur bei speziellen beschleunigten Systemen möglich.

Was würde bei einem beschleunigten System, das diese spezielle Eigenschaft nicht hat, geschehen, wenn wir die obige Methode der Relais anwenden? Die Antwort lautet: B wird verschiedene Zeiten von A erhalten, wenn wir verschiedene Zwischenwege für die Aufstellung der Relais wählen. Um dies geometrisch leicht einzusehen, beschränken wir unsere Betrachtungen auf eine dreidimensionale Welt (XYT-Raum) und untersuchen also die beschleunigte Bewegung in einer Ebene. Ihr entspricht ein Bündel von ∞^2 Weltlinien. Wenn die einheitliche natürliche Zeitmessung widerspruchslos möglich sein soll, so müssen offenbar zwei Weltpunkte, die mit einem dritten „gleichzeitig" sind, es auch untereinander sein. Betrachten wir aber die beiden Punkte A und R (Fig. 2). Alle Punkte, die mit A gleichzeitig sind, liegen in der zu A gehörigen Normalebene α, ebenso alle mit R gleichzeitigen Punkte in der zu R gehörigen Normalebene ϱ. Alle Punkte, welche sowohl zu A als auch zu

Fig. 2.

R gleichzeitig sind, liegen mithin auf der Schnittlinie der beiden Ebenen α und ϱ. Wenn R genügend nahe an A rückt, so geht diese Schnittgerade durch A. Sei $A\bar{R}$ die betreffende Grenzlage dieser Geraden. Wir nennen $A\bar{R}$ die zu AR konjugierte Richtung. Wenn die natürliche Zeitmessung einen Sinn haben soll, so muß R auch gleichzeitig sein mit A und $\bar{R}$, da $\bar{R}$ gleichzeitig war mit A und R. D. h. AR muß wieder die konjugierte Richtung sein zu $A\bar{R}$, oder die Normalebene $\bar{\alpha}$ von R schneidet α parallel zur Richtung $A\bar{R}$. Dies tritt dann, aber auch nur dann ein, wenn die Ebenen α, bez. ϱ, bez. $\bar{\varrho}$ Tangentialebenen einer Fläche in den Punkten A, bez. R, bez. $\bar{R}$ sind, d. h. wenn die Weltlinien eine orthogonale Fläche zulassen. Dann und nur dann sind also zwei unendlich nahe Punkte des Systems, die mit einem dritten gleichzeitig sind, auch untereinander gleichzeitig, und a fortiori gilt dies für voneinander entfernte Punkte. Dann und nur dann wird aber eine einheitliche Zeitmessung im beschleunigten System mittels der natürlichen lokalen Uhren widerspruchslos möglich sein, da dann das Resultat der Zeitvergleichung zwischen A und B nicht vom Wege abhängt, auf welchem diese Zeitvergleichung durchgeführt wird.

2. Es gilt nun, die Nutzanwendung auf das rotierende System zu machen. Das zugehörige Weltlinienbündel ist das Bündel koachsialer gemeiner Schraubenlinien auf Zylindern um die icT-Achse. Dieses Bündel besitzt keine orthogonalen Mannigfaltigkeiten.

Darum ist eine Synchronisierung der natürlichen lokalen Uhren unmöglich. (Um hier eine verbreitete irrtümliche Auffassung zu berichtigen, sei bemerkt, daß diese Unmöglichkeit der Synchronisierung nichts zu tun hat mit der verschiedenen Ganggeschwindigkeit der natürlichen lokalen Uhren, (wie sie einem ruhenden Beobachter erscheint.) Denn das ließe sich einfach korrigieren, indem die verschiedenen lokalen Uhren künstlich auf gleiche Ganggeschwindigkeit einreguliert werden. Diese Korrektur kann und muß z. B. bei der Hyperbelbewegung eines „gleichförmig" fallenden Bezugssystems vorgenommen werden. Die Unmöglichkeit der Synchronisierung geht vielmehr auf ein qualitatives anstatt auf ein quantitatives Problem zurück, nämlich auf die Abhängigkeit der Uhrenvergleichung vom Wege der Übermittlung eines Zeitsignals.

Die natürliche Zeitmessung mißlingt also im rotierenden System. Denn wenn A über C nach B meldet: „Ich habe Mittag", so kommt z. B. gleichzeitig auch von A über D nach B: „Ich habe 1 Uhr". Wie soll da eine Uhrenvergleichung überhaupt möglich werden, zumal wenn außer A noch andere Sendestationen berücksichtigt werden?

Folgendermaßen kommt man zu einer widerspruchslosen Uhrenvergleichung im rotierenden System: Es muß erstens irgendeine Station A als Uhrenzentrale ausgezeichnet werden, welche die Zeiten gibt. Dann können andere Stationen nicht stören, da ihre Zeiten nicht empfangen werden. Zweitens muß der Weg festgelegt werden, längs welches die Zeit von A nach jeder einzelnen Station B zu transitieren ist. Man wird offenbar den kürzesten Weg wählen, der von A nach B führt. Als Weglänge hat dabei die Summe der natürlichen lokalen Längen $AR_1 + R_1R_2 + \ldots + R_NB$ der einzelnen Relaisstrecken zu gelten. D. h. der Weg AB muß ein kürzester Weg in natürlicher Raummessung sein. Die Ermittlung eines solchen erfordert selbstredend unendlich viele Versuche. (Es wäre prinzipiell falsch, wenn man eine lange Leine zwischen A und B auslegen wollte, um sie dann zu spannen, so daß sie den kürzesten Weg AB ohne weiteres angeben würde. Denn es kann vom Standpunkte des Relativitätsprinzips keinen ganz unausdehnbaren Körper geben.)

Auf die angegebene Weise lassen sich jedenfalls alle Uhren nach der Zentrale widerspruchslos richten. Es fragt sich nur, ob diese Zeitvergleichung auch von Dauer ist; d. h. wenn später einmal eine Kontrolle vorgenommen wird, ob die Uhren noch gerichtet sind? In einem beliebigen beschleunigten System wäre diese Zeitvergleichung in der Tat nicht von Dauer; denn die natürlichen Entfernungen AB schwanken fortwährend, wenn die Beschleunigung des Systems variiert. Im rotierenden System hingegen bleiben die Entfernungen AB stationär, da die Beschleunigung stationär bleibt. Darum ist die einmal durchgeführte Zeitvergleichung von Dauer. Freilich muß man noch dem Umstande Rechnung tragen, daß die Ganggeschwindigkeiten der natürlichen lokalen Uhren in den einzelnen Stationen B und die der Zentrale A im allgemeinen verschieden sind. Dazu muß man die natürliche lokale Uhr in B durch eine künstliche Uhr ersetzen, welche die gleiche Ganggeschwindigkeit hat wie die der Zentrale A. Dies gelingt leicht, wenn nur eine Zeitvergleichung einmal durchgeführt ist, mit Hilfe einer regelmäßigen Folge von Signalen, die von der Zentrale A ausgehen. Die Einführung dieser künstlichen lokalen Uhren ist also das dritte Erfordernis einer widerspruchslosen einheitlichen Zeitmessung im rotierenden System neben der Auszeichnung einer Zentrale und der Wahl der kürzesten Wege für die Übermittlung der Zeitsignale.

3. Diese so ermittelte einheitliche Zeitmessung ist die in der früheren Arbeit verwendete künstliche Zeitmessung. Zu ihr gehört die dortige künstliche Raummessung und die angegebene verallgemeinerte Lorentztransformation. Dies erkennt man leicht am geometrischen Bilde:

Durch unsere Festsetzungen haben wir nämlich allen Punkten B des rotierenden Systems die Eigenzeit der Zentrale A aufgezwungen. In der Tat: der Weg von A nach B ist ein kürzester in der natürlichen Raummessung; daher wird er von allen Weltlinien des Systems, die ihn treffen, senkrecht geschnitten. Nun ist aus der Geometrie der Schrauben bekannt, daß die zu einem Punkte A einer Schraubenlinie A des Bündels gehörigen Normalen auch von allen anderen Schraubenlinien des Bündels, die sie treffen, normal geschnitten werden. Der kürzeste Weg von A nach B ist also diejenige Normale in irgendeiner Lage A zur Weltlinie von A, welche die Weltlinie von B (etwa in B) trifft. D. h. aber, die zu A nach der eingeführten Zeitmessung „gleichzeitige" Lage B von B ist der Schnittpunkt der Weltlinie von B mit der Normalebene (Normalraum) von A. Mithin erfüllt die Gesamtheit der mit irgendeiner Lage A von A „gleichzeitigen" Lagen der anderen des

rotierenden Systems die ganze Normalebene (Normalraum) von A. Die Mannigfaltigkeiten $t' = \text{const}$ unserer verallgemeinerten Zeitmessung sind also die sukzessiven Normalebenen der verschiedenen Lagen von A, d. h. die künstliche Zeit t' ist die Eigenzeit der Zentrale A.

Nun ist zur künstlichen Raummessung nur mehr ein Schritt. Als künstliche lokale Maßstäbe müssen jetzt überall die Eigenmaßstäbe der Zentrale A eingeführt werden. Dies besorgen die lokalen Beobachter in B usw. automatisch. Denn wenn sie einmal die Eigenzeit von A übernommen haben, und wenn sie nunmehr mit Hilfe der Eigenschaften des Lichts und der künstlichen lokalen Uhren die räumlichen Maßstäbe neu bestimmen, so müssen sie die Eigenmaßstäbe der Zentrale A finden. Damit ist also die ganze künstliche Raumzeitbestimmung, wie wir sie in der früheren Arbeit auf Grund der verallgemeinerten Lorentztransformation errechnet hatten, diesmal auf Grund einfacher Festsetzungen von den rotierenden Beobachtern ohne äußere Hilfe wiedergefunden.

Die ermittelten künstlichen Maßstäbe in irgendeiner Station B stimmen, wie schon in der vorigen Arbeit erwähnt, in gewissen Richtungen nicht mit den natürlichen lokalen Maßstäben überein, da sie ja vom ruhenden Beobachter aus gleich lang mit den Maßstäben der Zentrale A gleicher Richtung erscheinen müssen trotz verschiedener Größe der Lorentzkontraktionen in A und B. Eben deshalb mußten wir den Transport der künstlichen lokalen Maßstäbe über ihren Geltungsbereich hinaus verbieten. Dieses Verbot des Transportes gilt eigentlich schon für die natürlichen lokalen Maßstäbe, da diese ja dabei beschleunigt, also deformiert werden müssen. (Denn sie sind keineswegs starr, sondern nur quasistarr, solange sie an ihrem Ort verbleiben, d. h. solange ihre Beschleunigung stationär ist.) Wenn man von dieser Deformierbarkeit absieht, würde der Transport der natürlichen lokalen Maßstäbe weiter auf kein Hindernis stoßen, wohl aber der der künstlichen lokalen Maßstäbe, da diese, auf eine andere Station gebracht, keinesfalls mit den dortigen lokalen Maßstäben übereinstimmen können. Wenn jemanden dieses Verbot des Transports der Maßstäbe anfänglich befremden sollte, so möge er bedenken, daß auch die spezielle Relativitätstheorie seinerzeit ein ähnliches Verbot, nämlich das des Transports von Uhren (Chronometern) behufs Übertragung der Zeit aussprechen mußte und statt dessen die Zeit durch Lichtsignale übermitteln ließ. Man käme nämlich offensichtlich zu einer andern Gleichzeitigkeit, wenn man mit transportablen Chronometern arbeiten würde, selbstredend unter der Annahme, daß der Transport die Ganggeschwindigkeit nicht beeinflußt. (Diese Gleichzeitigkeit hätte allerdings die Preisgabe der Kovarianz der Maxwellschen Gleichungen zur Folge.) Die Gleichzeitigkeit und alles Messen überhaupt ruht eben im Grunde auf irgendwelchen Konventionen. Und wenn diese Konventionen mit gewissen Denkgewohnheiten im Widerspruch stehen, sind sie deshalb noch nicht falsch; ebensowenig bedeuten natürlich irgendwelche neue Konventionen neue Erkenntnisse über Raum und Zeit.

(Eingegangen 7. Juli 1921.)

Ein neuer Sichtmesser.

Von Albert Wigand.

Vor einiger Zeit habe ich eine Methode angegeben[1]), nach der man die Sicht, anstatt sie wie bisher als Sichtweite zu schätzen, mit einem einfachen Gerät, dem „Sichtmesser", quantitativ messen kann. Das Prinzip dieser Methode ist folgendes: Zu der jeweils vorhandenen, in der Güte der Sicht zum Ausdruck kommenden Trübung der Luft wird eine künstliche Trübung in dem Maße hinzugefügt, daß ein ins Auge gefaßtes Ziel gerade eben nicht mehr erkannt werden kann. Die „künstliche Trübung" wird von Lichtfiltern, die geeignet beschaffene, abgestufte trübe Schichten tragen, erzeugt.

Bei dem Interesse, das man zur Zeit den physikalischen Bedingungen der Sicht entgegenbringt, und der großen praktischen Bedeutung des Sichtproblems für Luftfahrt und Seefahrt erscheint mir eine Weiterbildung der Meßmethode angebracht, nachdem sich ihr Prinzip bewährt hat.

Beim bisherigen Sichtmesser ist die Filtertrübung unstetig in 15 Stufen variierbar. Die Größe einer Stufe ist so gewählt, daß ihre Trübung gleich ist etwa dem Doppelten des Schwellenwertes der Unterschiedsempfindlichkeit des Auges für das Erkennen von Gegenständen, die im Dunst oder Nebel gerade eben verschwinden; man kann auf halbe Stufenwerte noch sicher interpolieren.

Das Filter „1" hat also ein willkürlich fest-

1) A. Wigand, diese Zeitschr. **20**, 151, 1919; Meteorol. Zeitschr. **36**, 342, 1919; Ann. d. Hydr. u. marit. Met. **47**, 134, 1919.

gesetztes und für alle Exemplare des Stufensichtmessers genau gleiches Trübungsmaß, das durch leichtes Mattschleifen einer Glasoberfläche hergestellt wird. Das Filter „2" ist stärker mattiert, und zwar um so viel, daß es beim Hindurchsehen den gleichen Trübungsgrad wie zwei aufeinander gelegte Filter „1" hat. Die höheren geradzahlig numerierten Filter bestehen aus aufeinandergelegten Filtern vom Trübungsgrad des Filters „2", also Filter „4" aus 2 und Filter „14" aus 7 Filtern „2". Die für beste Sicht einzuschaltende größte Filterzahl ist eine durch die willkürliche Wahl der Filtertrübung „1" gegebene Apparatkonstante und hat den Wert 14,3.

Ich habe den mit a bezeichneten „optischen Trübungsgrad" der Mattfilter proportional gesetzt der Anzahl der aufeinandergelegten, gleichgetrübten Einzelfilter. Damit wird aber nicht behauptet, daß in dieser a-Skala die Trübung sich linear mit der Filterzahl ändere; sie könnte vielmehr auch logarithmisch oder nach einem anderen Gesetze variieren, was in einer bald folgenden Untersuchung über die Theorie des Mattglas-Sichtmessers näher behandelt werden wird[1]). Jedenfalls steckt aber in der bei der Sichtmessung mit diesem Instrument zugrunde gelegten Beziehung zwischen Sicht S, Lufttrübung $(14{,}3 - a)$ und Entfernung l des Ziels: $S = \frac{l}{14{,}3 - a}$ die stillschweigende Annahme, daß auch die Lufttrübung mit Zunahme der Entfernung des Ziels nach demselben Gesetze zunimmt wie die Filtertrübung bei Zunahme der Filteranzahl. Man mißt daher hier die Lufttrübung mit einem ihr adäquaten Maßstab.

Wenn auch die Meßgenauigkeit des Stufensichtmessers durchaus genügt und sogar größer ist, als es die geringe örtlich-zeitliche Konstanz der Sicht in der Regel erfordert, so ist doch eine kontinuierliche Veränderlichkeit der Filtertrübung nicht unerwünscht, besonders wenn das Instrument dadurch konstruktiv einfacher und billiger werden könnte. Schon anfangs hatte ich diesen Gedanken, führte ihn aber nicht aus, weil sich eine Filterplatte mit stetig zunehmender und für Sichtmessungen geeigneter Trübung, ein Filterkeil, schwierig herstellen läßt und das Instrument unverhältnismäßig verteuert hätte. Bei der Suche nach einer Filtersubstanz, die in Struktur und Farbe der natürlichen Lufttrübung möglichst gut angepaßt ist, schied ich eine anfangs verwendete, aus belichteten photographischen Platten hergestellte Grauskala als zu schwärzlich im Ton, sowie auch Milchglasschichten als zu gelblichrötlich gefärbt aus; erst bei an der Oberfläche mattiertem Glas, das sich zu jeder gewünschten Dichte der Trübung mattschleifen läßt, fand ich die gesuchte weißliche, schwach bläulich-graue Tönung bei Durchsicht. Während man einen photographischen Graukeil oder einen in der Masse getrübten, geschliffenen Mattglaskeil[1]) leicht herstellen kann, ist eine gleichmäßig an Trübung zunehmende Mattierung einer Glasoberfläche nur äußerst schwierig zu erzielen.

Man kann aber, wie ich inzwischen gefunden habe, auf außerordentlich einfache Weise den Trübungsgrad einer einzelnen, gleichförmig getrübten Mattscheibe kontinuierlich meßbar ändern, indem man ihre Beleuchtung und damit die in ihr stattfindende Lichtzerstreuung in bestimmter Weise ändert. Die überwiegend auf Lichtzerstreuung beruhende Trübung eines Oberflächenelements des Mattglases, durch das man hindurchschaut, wächst nämlich mit dem räumlichen Winkel ω des Lichtkegels, der das in Durchsicht betrachtete Oberflächenelement der Mattscheibe mit seiner Spitze trifft (Fig. 1). Ist dieser Winkel klein,

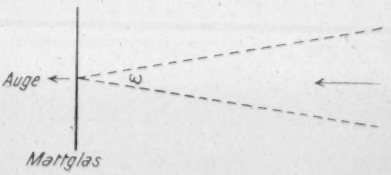

Fig. 1.

so kann die optische Wirkung der Trübung auch eines dicht mattierten Glases sehr gering werden. Legt man ein solches (z. B. die Mattscheibe einer photographischen Kamera) etwa auf Druckschrift, so kann man die Buchstaben deutlich erkennen, während beim Hindurchblicken durch dieses freigehaltene Mattglas kein Gegenstand erkennbar sein wird.

Will man diese Erscheinung zur Konstruktion eines stetig variierbaren Sichtmessers benutzen, so hat man ein Mattglas von geeigneter Dichte (etwa Stufe 14,3 bis 15 des Stufensichtmessers), durch das beim freien Durchblick kein Gegenstand erkennbar ist, am Ende eines Rohres anzubringen und das andere Rohrende

1) Über das von den photometrischen Gesetzen stark abweichende Verhalten diffus durchlässiger Substanzen verschiedener Art vgl. E. Liebenthal, Praktische Photometrie, Braunschweig 1907, S. 88.

1) Einen solchen, zur Sichtmessung nach dem Prinzip meines Sichtmessers eingerichteten Milchglaskeil zeigte Herr F. Linke am 6. Oktober 1920 bei der Leipziger Tagung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.

mit einer Blende zu versehen. Den Öffnungswinkel des Lichtkegels, der die Mattscheibe durch die Blende und das Rohr trifft, kann man nun auf zwei Arten meßbar variieren: entweder man ändert die Rohrlänge durch einen ausziehbaren Tubus oder man verwendet eine Irisblende. Diese letztere Art ist die bequemere, da zur Erzielung der erforderlichen Trübungsgrade nur durch Variierung der Rohrlänge bei konstanter Blendenöffnung ein ungeschickt langes Rohr nötig wäre.

An Stelle des Stufensichtmessers würde also der Blendensichtmesser treten, dessen Trübungsgrad kontinuierlich durch Verstellen der Irisblende geändert und mit dem über einer Skala spielenden Verstellhebel der Blende abgelesen werden kann. Bei ganz offener Blende ist die Trübung des Mattglases am größten. Je kleiner man die Blende stellt, desto geringer wird die Trübung, so daß man ein durch das Instrument mit der Mattscheibe am Auge betrachtetes, bei großer Blendenöffnung nicht erkennbares Ziel von einer bestimmten Blendenöffnung an bei Verkleinerung der Blende immer deutlicher sieht.

Zur Sichtmessung stellt man, wie beim Stufensichtmesser, zunächst so ein, daß das Ziel bei kleiner Blende noch sichtbar ist, und vergrößert dann die Blende bis zum Verschwinden des Ziels.

Die Skala der Irisblende wird durch Vergleichung mit einem Stufensichtmesser nach dem Trübungsgrad der für diesen als willkürliche Einheit eingeführten Stufengröße geeicht, so daß man direkt die a-Werte an der Skala ablesen und dann die Sicht nach der bisher benutzten Formel berechnen kann.

Ein Nachteil des Blendensichtmessers besteht darin, daß naturgemäß die Helligkeit und Größe des Gesichtsfeldes für die niedrigen Filtergrade infolge der kleineren Blende geringer ist als für die höheren Filtergrade. Jedoch treten dadurch im praktischen Gebrauch des Instruments für die mittleren und stärkeren Filtertrübungen keine Schwierigkeiten auf; bei den kleinsten Filtergraden, die man aber nur sehr selten braucht, reicht die Helligkeit und Gesichtsfeldgröße nicht mehr aus für zuverlässige Messungen.

Ein Probeinstrument (Fig. 2) wurde so eingerichtet, daß der Abstand Blende—Mattscheibe durch ein zwischengestecktes Rohrstück von 36,3 auf 116,8 mm verändert werden kann; mit dem kürzeren Rohr sind die Filtertrübungsgrade von 9,8 bis 14,3, mit dem längeren von 5,5 bis 12,5 einstellbar. Die lichte Rohrweite beträgt 30 mm, der größte und kleinste Blendendurchmesser 18 und 2 mm, der Durchmesser der

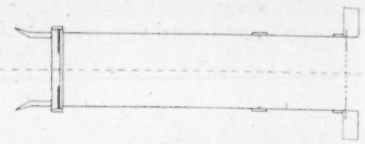

Fig. 2.

nach der Blende zu gerichteten und mit einem Schutzglas abgedeckten Mattglasfläche 14 mm, der Abstand Mattscheibe—Auge etwa 10 mm, der äußere Durchmesser der Rohrerweiterung am Auge 35 mm.

Die Eichung der Blendenöffnung durch Vergleichung mit der Filterskala des Normal-Stufensichtmessers wurde bei Sichtmessungen im Gelände ausgeführt und ergab für die Abhängigkeit des Trübungsgrades a vom offenen Blendendurchmesser d die in der Kurventafel (Fig. 3)

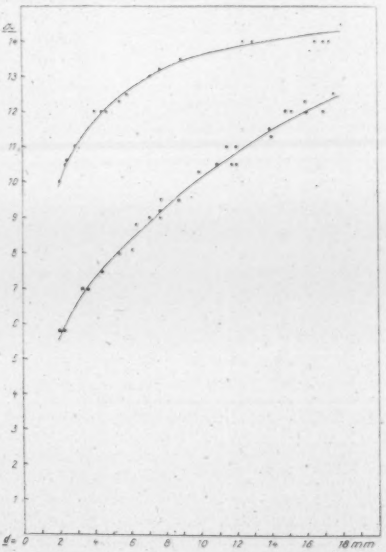

Fig. 3.

enthaltenen Werte; jeder Punkt stellt das Mittel aus mehreren (meist 3) Einzelbeobachtungen dar. Die Eichkurven sind graphisch ausgeglichen.

In einer anschließenden, bald folgenden Abhandlung wird auf die Verwertung dieser

Kurven für die Theorie der Mattglastrübung näher einzugehen sein.

Eine von dem beschriebenen Probeinstrument nur wenig abweichende Ausführung des Blendensichtmessers ist (wie auch der Stufensichtmesser) von der Firma B. Halle Nachf., Steglitz-Berlin, Hubertusstraße 11, zu beziehen. Diese Instrumente sind durch von mir ausgeführte Eichung an den Normal-Stufensichtmesser angeschlossen.

Halle a. S., Physikalisches Institut der Universität, im Juli 1921.

(Eingegangen 15. Juli 1921.)

Über die Wirkungsweise des Siliziumkarbiddetektors.

Von F. Luchsinger.

In einer Arbeit von M. J. Huizinga über die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren[1]) wird die Vermutung ausgesprochen, daß die Gleichrichterwirkung eines Systems, bestehend aus einem Siliziumkarbidkristall und einer aufgepreßten Stahlspitze, durch eine Gegenspannung elektrolytischer Natur hervorgerufen wird. Da nun die hexagonalen Kristalle des Siliziumkarbids gegen äußere thermische, wie auch chemische Einflüsse sehr widerstandsfähig sind, und sich auch auf diesen Kristallen sehr leicht Punkte finden lassen, die sich durch vollkommene Gleichrichterwirkung auszeichnen, so ist es möglich, die von M. J. Huizinga ausgesprochene Vermutung zu prüfen und ein Kristall bezüglich der Unipolarität unter verschiedenen äußeren Einflüssen zu untersuchen. Damit wird es vielleicht auch ermöglicht, sich ein Bild über die Wirkungsweise anderer Detektoren zu machen.

§ 1. Die Gleichstromcharakteristik.

Das Material, das für die vorliegenden Versuche zur Verwendung gelangte, wurde mir in dankenswerter Weise von den Gotthardwerken in Bodio, Tessin, zur Verfügung gestellt, wo es für industrielle Zwecke nach dem chemischen Vorgang:

$$SiO_2 + 3C = SiC + 2CO$$

im elektrischen Widerstandsofen hergestellt wird. Zur Untersuchung wurde ein möglichst normales Kristallstück (das keine Durchwachsungen zeigte) zwischen Messingbacken eingeklemmt und auf die spiegelnde Oberfläche unter leichtem Druck eine Stahlspitze (Nähnadel) aufgepreßt. Durch Verschieben derselben auf der Kristalloberfläche lassen sich leicht Punkte teilweiser oder auch totaler Gleichrichterwirkung auffinden. Der so hergestellte Detektor war in einem Stromkreis mit einem Zeigergalvanometer ($i^0 = 4{,}10^{-6}$ Amp.) eingeschaltet. Ein Stromwender gestattete die Richtung des Stromes umzukehren, und durch eine Potentiometerschaltung konnte die an den Kristall angelegte Spannung reguliert werden. Alle Siliziumkarbidkristalle, welche auf diese Weise teils mit einer Stahlspitze oder auch mit einer Platinspitze auf die Detektorwirkung hin untersucht wurden, zeigen dem Stromdurchgang in der Richtung Kristall—Spitze einen geringeren Widerstand wie in umgekehrter Richtung. Sehr selten kann man die Beobachtung machen, daß in der andern Richtung der geringere Widerstand vorherrscht, doch dauert dieser Zustand nur kurze Zeit und hat dann meistens das Versagen dieses Kristallpunktes als Detektor zur Folge.

Austin[1]) findet in einer Arbeit über die Gleichrichterwirkung von Stahl auf Silizium (rein) in der Stromrichtung Stahl—Silizium den geringeren Widerstand, hingegen in einer unreinen Probe Siliziums das umgekehrte Verhalten, so daß es den Anschein hat, daß in unserem Falle der Kohlenstoff im Siliziumkarbid die Rolle einer Verunreinigung spielt.

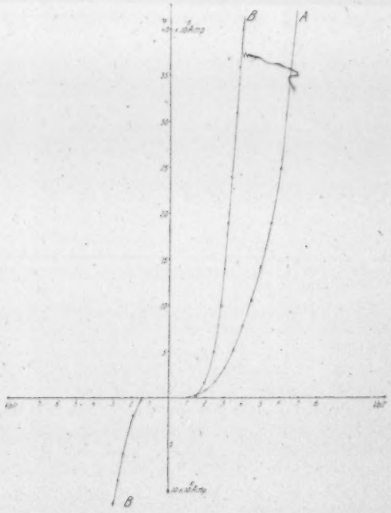

Fig. 1.

1) J. M. Huizinga, diese Zeitschr. **21**, 91, 1920.

1) L. W. Austin, diese Zeitschr. **9**, 253, 1908.

Bei zu groß angelegter Spannung konnten Erscheinungen beobachtet werden, wie sie von Frl. Székely de Doba[1]) in ihrer Arbeit als „Zusammenbruch" der Charakteristik genannt werden.

Die in Fig. 1 unter (*A*) abgebildete Charakteristik zeigt einen ähnlichen wie von J. M. Huizinga angegebenen Verlauf, d. h. eine starke Abweichung von dem Ohmschen Gesetze. Eine teilweise Zersetzung der Kristallberührungsstelle bei großen Stromstärken (100 Milliamp.) konnte auch mit mikroskopischer Beobachtung nicht nachgewiesen werden, was auch um so einleuchtender erscheint, indem sich die Bildungsreaktion des Siliziumkarbids erst bei Lichtbogentemperatur umkehrt.

Für den in Fig. 1[2]) (*A*) angegebenen Fall haben wir im dritten Quadranten der *E*—*J*-Ebene überhaupt vollständige Abdrosselung des Stromes, was einer vollkommenen Gleichrichtung entspricht. Die Charakteristik verläuft bis Abszisse 6 Volt gebogen, um sich dann nachher einer Geraden zu nähern. Wenn wir nach den Überlegungen von J. M. Huizinga die Gegenspannung graphisch ermitteln, d. h. den geradlinigen Teil bis zum Schnittpunkte mit der *E*-Achse verlängern, so erhalten wir als wirksame Maximalgegenspannung ca. 4,7 Volt gegenüber 2,5 Volt, wie aus den Versuchen des erwähnten Verfassers hervorgeht.

§ 2. Das Verhalten des Gleichrichtereffektes bei hoher Temperatur.

Wie aus der bisherigen Literatur hervorgeht, werden bis jetzt vorzugsweise 2 verschiedene Erklärungsarten für die Gleichrichterwirkung von Kontaktdetektoren herangezogen.

Einmal eine elektrochemische Theorie, nach deren Überlegungen sich die Eigentümlichkeiten der Gleichstromcharakteristiken durch eine elektrolytische Polarisation innerhalb einer Feuchtigkeitsschicht erklären lassen[1]). Zweitens, die thermoelektrische Theorie, deren Anwendbarkeit aber von Ettenreich[3]) sehr in Frage gestellt wird. Wir wenden uns zunächst der elektrolytischen Deutung des Problems zu und untersuchen, inwiefern sich diese Erklärungsweise für den Fall des Siliziumkarbiddetektors anwenden läßt. Wenn die auf der Kristalloberfläche durch Adsorption festgehaltene Feuchtigkeitsschicht für das Zustandekommen der unipolaren Leitung notwendig ist, so sollte eine Entfernung derselben den Gleichrichtereffekt zerstören.

Wie Bunsen[1]) gezeigt hat, ist es aber äußerst schwierig, solche Oberflächenschichten von Körpern zu entfernen, und das einzige Hilfsmittel, welches wir für diesen Fall haben, besteht außer der Druckverminderung der umgebenden Atmosphäre in einer starken, bis zu 500° C reichenden Temperatursteigerung des betreffenden Körpers. Infolge der eingangs erwähnten stabilen chemischen Konstitution des Siliziumkarbids steht nun nichts im Wege, den Kristall bis zum Glühen zu erhitzen, ohne befürchten zu müssen, daß irgendwelche sekundäre chemische Prozesse auf das elektrische Verhalten des Kristalls einwirken könnten. Zur Ausführung dieser Glühversuche wurde folgende

§ 3. Versuchsanordnung

getroffen (Fig. 2). Der Kristall *K* befindet sich zwischen Messinghaltern in einem drei-

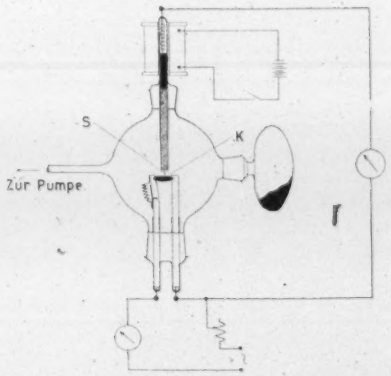

Fig. 2.

fach tubulierten Glasballon federnd eingeklemmt. Das Glühen desselben geschieht durch Wechselstrom aus dem städtischen Netz, der den beiden Messinghaltern, die sich im unteren Schliff befinden, zugeführt wird. Die Zuleitungen sind mittelst Platindrähten luftdicht an den Einführungsstellen verschmolzen. In einem zweiten seitlichen Schliff befindet sich ein Gefäß mit Phosphorpentoxyd zur

1) A. Székely de Doba, Wien. Ber. IIa. **127**, 719, 1918.

2) Fig. 1. (B) zeigt eine Charakteristik mit teilweiser Gleichrichtung.

3) Ettenreich, diese Zeitschr. **21**, 208, 1920.

1) R. Bunsen, Wied. Ann. **22**, 149, 1884.

Trocknung des Gefäßinhaltes. Um nun nach Belieben unmittelbar nach dem Glühprozeß oder auch während desselben den Detektor auf die Gleichrichterwirkung untersuchen zu können, befindet sich eine Platinspitze S am Ende eines Messingstabes eingesetzt, der in die rohrartige Verlängerung des oberen Schliffes genau eingepaßt ist. Das Ende des Messingzylinders geht in ein Stück Eisen über und ist mittelst eines Platindrahtes, der als Stromzuführung dient, in das Ende des Glasrohres luftdicht eingeschmolzen. Durch Überschieben eines stromdurchflossenen Solenoids über den Eisenkern gelingt es leicht, denselben mit der Platinspitze zu heben und wieder in möglichster Nähe der gleichen Kristallstelle zu orientieren. Damit wird ermöglicht, ein und dieselbe Stelle vor und nach dem Glühen auf die Charakteristik hin zu untersuchen.

Während des Glühens mußte der ganze Glasballon und namentlich die unteren Zuführungsstellen durch fließendes Wasser gekühlt werden.

§ 4. Versuchsresultate.

Nach der Einführung eines passenden Kristallstückes zwischen die Messinghalter wurde das Glasgefäß ausgepumpt. Dann die Platinspitze sorgfältig auf die Kristalloberfläche gesetzt und der Kristall durch Drehen des unteren Schliffes in eine solche Lage gebracht, daß eine Stelle unipolarer Leitfähigkeit konstatiert werden konnte, deren Charakteristik aufgenommen wurde. Nachdem die Spitze mit dem Magneten ca. 1—2 mm von der Oberfläche entfernt worden war, leitete man durch Einschalten des Wechselstromes das Glühen ein. Durch langsames Steigern der Stromstärke bis ca. 9—10 Amp. konnte die Temperatur bis zur Weißglut getrieben werden.

Damit etwelche Gase, die während dem 2stündigen Erhitzungsprozeß aus dem Kristall austreten, entfernt werden, so blieb die Pumpe dauernd im Betrieb.

Folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der Strom- und Spannungswerte vor und nach dem Glühen an der gleichen Kontaktstelle.

Aus diesen Messungen geht hervor, daß durch das Glühen des Kristalls die Gleichrichterwirkung praktisch nicht verändert wird, indem die Charakteristiken ein und desselben Punktes vor und nach dem Glühprozesse sich nur um kleine Beträge im positiven oder negativen Sinne geändert haben. Diese Abweichungen können aber sehr wohl durch eine

Tabelle I.

Versuch Nr.	Vor dem Glühen		Nach dem Glühen	
	E	J	E	J
I.	2,0 Volt	$0{,}8 \cdot 10^{-6}$ Amp.	2,0 Volt	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$ Amp.
	2,4	3,2	2,4	2,8
	2,8	7,6	2,8	8,0
	3,0	8,8	3,0	8,8
	3,4	16,4	3,4	17,2
	3,8	24,8	3,8	24,4
	4,0	30,0	4,0	30,8
	4,6	42,0	4,6	41,2
	5,0	52,0	5,0	51,2
II.	3,2	4,0	3,2	3,6
	3,4	4,4	3,4	4,8
	3,6	7,6	3,6	7,6
	3,8	8,4	3,8	8,8
	4,0	12,4	4,0	12,0
	4,2	16,0	4,2	16,0
	4,4	19,6	4,4	19,2
	4,6	24,0	4,6	24,8
	4,8	30,0	4,8	30,0
	5,0	40,0	5,0	40,4

Bemerkungen: Versuch I. Bei diesem Versuch war die Gleichrichterwirkung eine vollständige bis $E = 5{,}2$ Volt. Von dieser Spannung an wurde auch Strom in entgegengesetzter Richtung durchgelassen. Durch das Glühen wurde obige Spannungsgrenze verschoben auf 5,5 Volt.

Versuch II. Gleichrichterwirkung vollständig bis $E = 7{,}5$ Volt. Durch das Glühen verändert zu $E = 7{,}3$ Volt.

teilweise, durch das Glühen hervorgerufene Veränderung des Kristallkontaktes in den Messinghaltern erklärt werden, da an diesen Stellen bei starker Stromdurchleitung fortwährend kleine Lichtbogen zu bemerken waren. Als berechtigte Schlußfolgerung dieser Beobachtungen, die sich über 8 Versuche an verschiedenen Kristallstücken erstreckten, ergibt sich die Tatsache, daß eine elektrolytische Deutung der unipolaren Leitung eines SiC-Detektors, wie sie von anderen Autoren[1,2]) herangezogen wird, in diesem Falle nicht angewendet werden kann. Eine durch Adsorption festgehaltene Feuchtigkeitsschicht verliert bei den hohen Temperaturen ihre Beständigkeit.

Um zu entscheiden, ob der Kristall auch im Glühzustande unipolares Leitvermögen zeigt, wurde die Platinspitze von der Oberfläche nicht entfernt und nach Fig. 2 über ein Gleichstrommeßinstrument mit der einen der beiden Glühstromzuführungsstellen verbunden. Versuche ergeben, daß dann in diesem Stromkreise eine der Glühstromintensität entsprechende Gleichstromkomponente fließt. Doch läßt sich mit dieser Anordnung noch nicht mit Sicherheit feststellen, ob nicht die Gleichrichtung des Wechselstromes durch Thermokräfte hervorgerufen

1) J. M. Huizinga, diese Zeitschr. **21**, 91, 1920.
2) A. Székely de Doba, Wien. Ber. IIa, **127**, 719, 1918.

wird, die sich infolge ungleicher Temperatur der Kristallhalter ausbilden können.

Von diesen Thermokräften kann man sich unabhängig machen, wenn man auf der Rückseite des Kristalls eine zweite Elektrode in Form eines dünnen Platinbleches aufpreßt. Da dasselbe infolge seiner geringen Wärmekapazität die gleiche Temperatur wie der Kristall und die darauf ruhende Spitze annimmt, so verhalten sich die beiden Kontaktstellen wie ein Thermoelement Platin—*SiC*—Platin bei derselben Temperatur, wir haben also keine thermoelektrische Kraft zu erwarten. Eine diesbezügliche Prüfung ergab dann auch ein negatives Resultat, doch war es wiederum möglich, die Gleichrichterwirkung zu konstatieren. Eine weitere Prüfung um thermoelektrische Kräfte an der zuerst erwähnten Versuchsanordnung zu konstatieren, in der Weise, daß nach dem Ausschalten des Glühstromes auch der Gleichstrom sofort verschwindet, zeigt wiederum, daß keine Thermoströme im Spiele sind, die sich ja sonst an dem noch heißen Kristall ausbilden müßten. Um quantitative Resultate über die Veränderung der Charakteristik bei hohen Temperaturen zu erhalten, wurde ein Detektor in einen elektrischen Ofen eingebaut, der Temperatursteigerungen bis 900° C erlaubte. Die Temperaturen konnten durch ein Platin-Platinrhodiumthermoelement gemessen werden, das unmittelbar neben der Kontaktstelle des Detektors orientiert war. Die Kurven der Fig. 3 zeigen den Verlauf der Charakteristiken ein und desselben Punktes bei einem Temperaturintervall von 17—500° C. Dabei ist zu beachten, daß bei dieser Meßreihe in keinem Falle Strom in der umgekehrten Richtung durchging. Bei höheren Temperaturen wie 500° C gestaltete sich die Aufnahme der Charakteristik äußerst schwierig, da ohne äußere Ursache Schwankungen in den Stromwerten auftraten und ein genaues Ablesen verhinderten[1]). Tab. II repräsentiert die Werte einer Messung bei 17° C und 870° C (Glühtemperatur), die indessen aus obigem Grunde keine große Genauigkeit beanspruchen können.

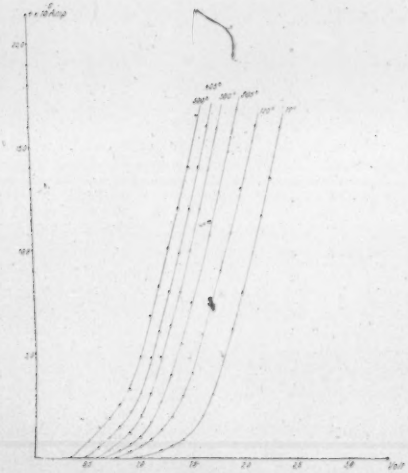

Fig. 3.

Tabelle II[2]).

$T = 17°$ C		$T = 870°$ C	
E	J	E	J
1,5 Volt	$0{,}4 \cdot 10^{-6}$ Amp.	0,02 Volt	$15{,}2 \cdot 10^{-6}$ Amp.
1,7	3,2	0,04	20,8
2,0	4,0	0,06	27,6
2,2	4,8	0,08	35,2
2,4	7,2	0,10	40,0
2,7	8,8	0,12	48,0
2,9	11,3	0,14	52,8
3,3	14,4	0,16	59,2

Weitere Versuche bei hohen Temperaturen entsprechend den Versuchen von Frl. A. Székely de Doba wurden in einem Paraffinbad ausgeführt mit dem Erfolge, daß auch in diesem Falle keine Abnahme der Unipolarität zu konstatieren war, wohl aber wie in allen besprochenen Versuchen Widerstandsverringerung.

§ 5. Versuche in flüssiger Luft.

Das Verhalten eines *SiC*-Detektors bei der tiefen Temperatur der flüssigen Luft (— 180° C) änderte sich nur in der Weise, daß eine ca. 10fache Widerstandszunahme zu konstatieren war, jedoch keine Abnahme des Gleichrichtereffektes.

Fig. 4 zeigt die Charakteristiken eines Detektors im Temperaturintervall — 180—200° C, die gewonnen wurden durch abwechselndes Eintauchen des Kristalls in die flüssige Luft und in das erhitzte Paraffin.

§ 6. In Fig. 5 sind die aus Fig. 3 entnommenen Stromwerte bei konstanter Spannung in Funktion der Temperatur aufgetragen. Ferner sind in derselben Figur die aus Fig. 3 für den Strom $J = 0$ extrapolierten Minimalspannungen dargestellt. Währenddem sich für

1) A. Székely de Doba, Wien. Ber. IIa, **127**, 719, 1918.

2) In umgekehrter Stromrichtung war bei beiden Temperaturen vollständige Abdrosselung.

Fig. 4.

diesen Fall ein angenähert lineares Verhalten zeigt, ist der funktionelle Zusammenhang für den ersten Fall nicht ohne weiteres ersichtlich (möglicherweise linear). Es wird die Aufgabe der Theorie sein, diesen experimentellen Befund zu erklären. Immerhin scheint es nicht ausgeschlossen, einer elektronentheoretischen Deutung des Detektorproblems Raum zu geben, indem wahrscheinlich nur auf diese Weise die Wirksamkeit eines Detektors bei hohen Temperaturen erklärt werden kann.

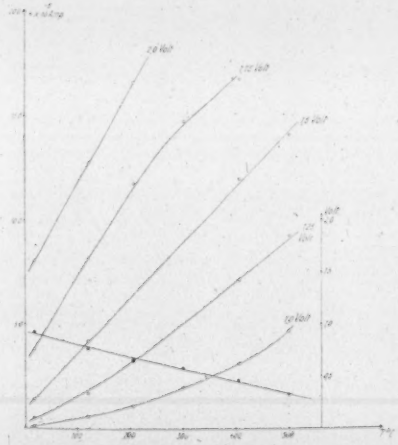

Fig. 5.

Zusammenfassung.

Zusammenfassend wurden durch die Untersuchung eines Siliziumkarbiddetektors folgende Tatsachen festgestellt:

1. Es kann an der Berührungsstelle keine elektrolytische Zersetzung beobachtet werden.

2. Die Gleichrichterwirkung des Detektors vermindert sich nicht bei tiefer und bei hoher Temperatur, bleibt sogar im Glühzustande des Kristalls unverändert.

Damit ist erwiesen, daß auf diesen Fall eines Kristalldetektors die elektrolytische Erklärungsweise, basierend auf der Anwesenheit einer oberflächlichen Feuchtigkeitsschicht, nicht angewendet werden darf.

Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer bin ich für das fördernde Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte, zu großem Danke verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 30. Juni 1921.)

Ein praktisch brauchbarer Kathodenstrahl-Oszillograph.

Von M. Brenzinger.

(Mit Tafel III.)

Die Aufnahme von Strom- und Spannungskurven mit dem gewöhnlichen Oszillographen macht keine Schwierigkeiten, so lange es sich nicht um sehr hohe Frequenzen handelt. Sobald jedoch in der aufzunehmenden Kurve Schwingungen auftreten, deren Dauer von der Größenordnung der Eigenschwingungsdauer der Meßschleife ist, wird das aufgezeichnete Bild völlig falsch. In noch viel höherem Maße gilt das natürlich von Hochfrequenzschwingungen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie üblich sind und von rasch verlaufenden Vorgängen, wie z. B. Ein- und Ausschaltkurven. In solchen Fällen ist auch bisher schon vielfach das Kathodenstrahlrohr von Braun und seine Modifikationen verwendet worden. Seiner allgemeineren Anwendung lagen jedoch zwei Dinge hindernd im Wege: die bisher allgemein übliche Erzeugung der für den Betrieb der Röhre notwendigen Gleichstromhochspannung durch die

Influenz-Elektrisiermaschine, ferner die Notwendigkeit der Aufstellung eines Drehspiegels, um die aufzunehmende Kurve dem Auge in ihrer wirklichen Gestalt sichtbar zu machen.

Es sind zwar in neuerer Zeit Fortschritte im Bau der Influenz-Elektrisiermaschine gemacht worden. Trotzdem hat die Benutzung dieser Maschine große Nachteile. Sie ist nicht unabhängig vom Feuchtigkeitsgehalt der Luft, sie polt sich unter Umständen während des Betriebes um und gibt nicht immer die gleiche Spannung und die gleiche Leistung ab. Die Folge davon ist ein unruhiger Fleck in der Röhre, ungleichmäßige Helligkeit, Hart- oder auch Weichwerden der Röhre im Betrieb und Ähnliches. Das alles läßt sich vermeiden, wenn man für die Erzeugung der Hochspannung eine Apparatur verwendet, wie sie Fig. 1 zeigt.

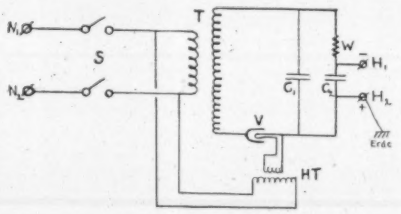

Fig. 1.

Die an den Klemmen N_1, N_2 liegende Wechselspannung eines normalen Netzes wird bei geschlossenem Hauptschalter S durch den kleinen Hochspannungstransformator T heraufransformiert. Mittels dieser Hochspannung wird der Kondensator C_1 durch das Glühventilrohr V aufgeladen. Da die Entladung von C_1 vom Ventil verhindert wird, muß er die Scheitelspannung beibehalten. Um schließlich eine völlige Gleichförmigkeit der Spannung an der Röhre zu gewährleisten, ist noch der zweite Kondensator C_2 durch den hochohmigen Widerstand W mit C_1 verbunden. Man erhält so an den Hochspannungsklemmen H_1H_2 eine praktisch völlig konstante Gleichspannung. Da die Stromaufnahme der Braunschen Röhre außerordentlich gering ist, genügen sehr kleine Kapazitäten. Der positive Pol H_2 der Hochspannungsseite und damit die Anode der Röhre wird zweckmäßig geerdet. Der Heiztransformator HT speist den Glühfaden der Ventilröhre; da seine Sekundärseite an der Erde liegt, die Primärseite am Netz, braucht er keinerlei besonders sorgfältige Isolierung und kann deshalb sehr klein werden. Diese Schaltanordnung hat den großen Vorzug, daß sie jederzeit betriebsbereit ist, durch einen einzigen Schalter eingeschaltet werden kann und unter allen Umständen immer dieselbe Spannung liefert, von kleinen Differenzen durch Schwankungen der Netzspannung abgesehen. Sie kann an jedes Lichtnetz wegen ihres außerordentlich geringen Energieverbrauchs durch einen einfachen Steckkontakt angeschlossen werden. Die Gleichmäßigkeit der erzeugten Spannung ist so groß, daß man irgendwelche periodische Schwankungen, herrührend von der Pulsation des primären Wechselstroms, mit den üblichen Hilfsmitteln nicht feststellen kann. Sie läßt sich auch ohne weiteres durch Vergrößerung der beiden Kondensatoren C_1 und C_2 bis zu einem beliebigen Grad steigern. Der hochohmige Widerstand W verhindert in wirksamer Weise gleichzeitig, daß ein zu hoher Strom durch die Röhre fließen kann. Aus diesem Grunde kann die Röhre sehr lange Zeit in unveränderter Weise betrieben werden. Sie ist z. B. in der Versuchsanordnung des Verfassers seit mehreren Monaten fast täglich, oft stundenlang im Betrieb, ohne daß sie Neigung gezeigt hätte, sich irgendwie zu verändern.

Die photographische Wiedergabe der mit der Oszillographenröhre erhaltenen Kurve ist schon von verschiedener Seite versucht und auch ausgeführt worden. Es gibt dazu mehrere Wege. Man kann z. B. den Drehspiegel synchron mit der Frequenz der aufzunehmenden Kurve antreiben und das Spiegelbild photographieren. Diese Methode hat den Nachteil sehr großen Lichtverlustes, außerdem läßt sich die Synchronisierung des Spiegels nicht immer bequem ausführen. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, daß man das Bild des auf dem Leuchtschirm der Röhre hin- und herschwingenden Kathodenstrahlflecks durch ein photographisches Objektiv auf einen rotierenden Film wirft. Auch diese Methode verlangt natürlich eine Synchronisierung der umlaufenden Filmtrommel, da die Helligkeit zu gering ist, um eine Aufnahme bei einer Umdrehung zu gestatten. Eine dritte Methode besteht darin, daß man dem Kathodenstrahl selbst in der Röhre neben der Beeinflussung durch den aufzunehmenden Vorgang eine zweite Ablenkung erteilt, deren Ebene senkrecht oder auch in einem beliebigen Winkel zur Ebene der Ablenkung durch die aufzunehmende Kurve steht. Man kann dazu ein sinusförmig verlaufendes magnetisches oder auch elektrisches Feld verwenden und bekommt dann je nach Größe und Phase dieses zweiten Feldes gegenüber dem des aufzunehmenden Vorgangs auf dem Fluoreszenzschirm Figuren, die nur durch umständliche, zeitraubende Umzeichnung und Auswertung

für den praktischen Gebrauch, d. h. für die Analyse der Kurve verwendbar sind. Das läßt sich vermeiden, wenn man dem Kathodenstrahlbündel statt der sinusförmigen eine zeitproportional verlaufende Ablenkung erteilt durch ein elektrisches oder magnetisches Hilfsfeld, dessen ablenkende Kraft auch hier wieder in irgendeinem Winkel, zweckmäßig in einem rechten Winkel zur Ablenkungsrichtung des aufzunehmenden Vorgangs steht. Es wird dann die Kurve ebenso wie durch die Rotation des Drehspiegels zeitlich auseinandergezogen und man erhält das Bild in rechtwinkeligen oder auch schiefwinkeligen Koordinaten. Dieses Verfahren hat z. B. vor kurzem Rogowski (Archiv f. Elektrotechnik **9**, 115, 1920) angewandt, indem er eine dreieckförmige Spannungskurve an zwei Hilfsplattenelektroden der Röhre anlegte. Er braucht aber zu seinem Verfahren einen Wechselstrom von der halben Frequenz der aufzunehmenden Schwingung. Das bedeutet immerhin eine Komplikation. Es ist auch bereits versucht worden, einen linear ansteigenden Strom zu erzeugen und diesen mittels Ablenkungsspule auf das Kathodenstrahlenbündel einwirken zu lassen. Das wurde von Zenneck in der Weise ausgeführt, daß durch einen Schaltapparat in einem Hilfsstromkreis ein Ohmscher Widerstand möglichst kontinuierlich verkleinert wurde.

Es gibt aber eine andere Möglichkeit, einen linearen Stromanstieg automatisch dadurch zu erhalten, daß man eine Gleichspannung an einem Stromkreis anlegt, dessen Konstante so gewählt sind, daß der Stromanstieg linear erfolgt. So steigt z. B. der Strom in einem Stromkreis, der Selbstinduktion und Widerstand enthält, nach der bekannten Helmholtzschen Gleichung an:

$$i = \frac{E}{R}\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right), \qquad (1)$$

worin E die angelegte Spannung, R der Ohmsche Widerstand und L die Induktivität des Kreises. Dies ist die bekannte Exponentialkurve, wie sie durch die Fig. 2 dargestellt wird. Der Strom wächst zunächst fast geradlinig, dann immer langsamer, um sich schließlich dem Grenzwert zu nähern, der gegeben ist durch das Ohmsche Gesetz. Macht man nun den Widerstand immer kleiner, so wird der geradlinige Teil der Kurve immer länger und für den idealen Fall, daß der Stromkreis nur noch Induktivität enthält, erfolgt der Anstieg des Stromes nach der Gleichung:

$$i = \frac{E}{L}t. \qquad (2)$$

Dieser ideale Fall des völlig linearen Stromanstiegs ist natürlich nicht realisierbar. Man

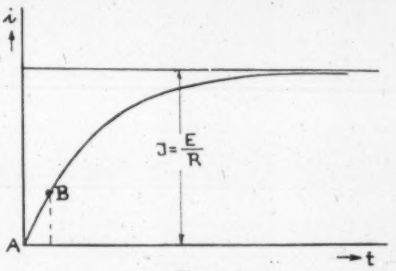

Fig. 2.

kann aber wohl erreichen, daß die Induktivität sehr stark überwiegt gegenüber dem Widerstand. Dann steigt der Strom über eine genügend lange Zeit nahezu linear an und nähert sich einem sehr großen Endwert. Man muß dann nur dafür sorgen, daß lediglich der erste zeitproportionale Teil des Anstiegs benutzt wird, also z. B. in der Kurve Fig. 2 der Teil AB. Durch einen rotierenden Kontaktgeber wird der Stromkreis während einer bestimmten Zeit, z. B. während einer oder mehrerer Perioden des aufzunehmenden Kurvenverlaufs, geschlossen und dann während einer ganz kurzen Zeit unterbrochen. So erhält man eine Kurvenform des Hilfsstromes, die den Zacken eines Sägeblattes ähnelt, wie sie Fig. 3 darstellt.

Fig. 3.

Der Hilfsstromkreis, dessen Schaltung in Fig. 4 schematisch dargestellt wird, enthält eine große

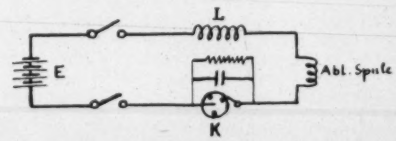

Fig. 4.

Induktivität L, den Kontaktgeber K, die Stromquelle E und die Ablenkspule. Damit die Unterbrechung am Kontaktgeber völlig störungsfrei verläuft, wird parallel ein Kondensator und ein großer Ohmscher Widerstand zur Schwingungsdämpfung gelegt. Die Rotationsgeschwindigkeit des Kontaktgebers kann an und für sich beliebig gewählt werden. Setzt man ihn auf einen kleinen Gleichstrommotor auf, so kann man, genau wie beim Oszillographen gewöhnlicher Bauart für beliebige aufzunehmende Schwingungen die Tourenzahl so einregulieren, daß die Kurve auf dem Schirm der Röhre ganz langsam vorbeiwandert oder auch nahezu stillsteht. Dieses Verfahren ist für die Betrachtung mit dem Auge oft recht bequem, eignet sich aber für die photographische Aufnahme vor der Hand nicht, da infolge der geringen Lichtstärke des Flecks eine längere Exposition erforderlich ist. Immerhin werden die Kurven auf dem Schirm so hell, daß sie im verdunkelten Raum bei einer Röhre mit großem Leuchtschirm einem großen Zuhörerkreis bequem vorgeführt werden können. Bei Untersuchungen an Wechselstrommaschinen setzt man den Kontaktgeber, der sehr klein und handlich sein kann, zweckmäßig auf die Welle der Maschine selbst auf und erhält dann stillstehende Kurven, die ohne weiteres photographisch festgehalten werden können. Dasselbe läßt sich natürlich für ein Wechselstromnetz mit einem Synchronmotor erreichen, der ebenfalls sehr klein sein kann. Durch die Wahl der Größe der Induktivität L kann die aufzunehmende Kurve in weiten Grenzen auseinandergezogen oder zusammengedrängt werden. Für das Auge sichtbar ist natürlich aber immer nur der Teil, der auf den Schirm fällt. Durch Verdrehen der Bürsten am Kontaktgeber kann man jede beliebige Phase der aufzunehmenden Schwingung auch bei stillstehender Kurve auf dem Leuchtschirm erscheinen lassen. Wie weit die Genauigkeit im geradlinigen Anstieg des Stromes sich treiben läßt, geht aus dem folgenden Beispiel hervor: Es sei die Zeitkonstante des Hilfsstromkreises

$$T = \frac{L}{R} = \frac{1}{5} \text{ sec.}$$

Während einer einzigen Periode eines aufzunehmenden Wechselstroms von 50 Perioden, also während $^1/_{50}$ Sekunde steigt der Strom nach der folgenden Tabelle an:

$t =$	0	0,005	0,01	0,015	0,02 sec
	0	$^1/_4$	$^1/_2$	$^3/_4$	1 Wellenlänge
$i =$	0	0,0247	0,0484	0,0722	0,0952 $\frac{E}{R}$ Amp.
Abweichung von der Geraden	0	2,1	2,78	3,8	Proz.

Der dabei auftretende größte Fehler von 3,8 Proz. dürfte innerhalb der Meßgenauigkeit liegen. Es ist natürlich auch hier zu beachten, daß die Kathodenstrahlröhre kein Präzisionsmeßinstrument darstellt, daß man deshalb bei der Auswertung der Oszillogramme immerhin einige Vorsicht anwenden muß.

Bei dem hier geschilderten Verfahren gibt es eine prinzipielle Möglichkeit, Momentaufnahmen von rasch wechselnden oder auch nur einmal verlaufenden Vorgängen zu machen. Ersetzt man den Kontaktgeber K der Fig. 4 durch einen einfachen einpoligen Schalter oder besser noch durch einen Druckknopf, so kann man durch einmaliges Schließen des Stromkreises die aufzunehmende Kurve einmal in rechtwinkeligen Koordinaten über den Leuchtschirm der Röhre hinwegwandern lassen. Man kann das zur Aufnahme von Ein- und Ausschaltvorgängen benutzen, deren Verlauf sich bei dieser Methode, wenn er nicht zu schnell erfolgt, infolge des Nachleuchtens der Fluoreszenzmasse auch mit dem Auge verfolgen läßt. Die photographische Aufnahme solcher einmalig verlaufender Vorgänge ist natürlich eine Frage der Helligkeit des Kurvenbildes und der Empfindlichkeit der photographischen Schicht. Es sind Versuche im Gange, Momentaufnahmen möglich zu machen.

Die Fig. 5, 6, 7, 8 und 9 stellen photographische Aufnahmen solcher stillstehender Kurven dar. Fig. 5 zeigt die sinusförmige Spannung des Frankfurter städtischen Netzes (45,3 Perioden/sec). Fig. 6 die Stromkurve in einem Stromkreis, bei dem Induktivität und Kapazität in Reihe geschaltet und gerade so abgestimmt sind, daß für die dritte Oberwelle Resonanz eintritt. Die beiden Fig. 7 und 8 stellen die Stromkurve im Falle großer eingeschalteter Kapazität dar. Es treten hier die Nutenschwingungen des Generators sehr stark hervor. Fig. 8 unterscheidet sich von Fig. 7 dadurch, daß infolge Verdrehung der Bürsten des Kontaktgebers ein anderer Teil der Kurve sichtbar wird. Fig. 9 schließlich gibt die Spannung an den Primärklemmen eines Induktoriums wieder, wenn die Sekundärklemmen über eine Leydener Flasche geschlossen sind. Diese letztere Kurve wurde dadurch erhalten, daß man den Kontaktgeber auf die Welle des Gasunterbrechers aufsetzte und so ebenfalls ein völlig stillstehendes Kurvenbild erhielt.

Die für die Versuche verwendete vorzüglich arbeitende Braunsche Röhre mit sehr großem

Leuchtschirm wurde uns von der Firma Emil Gundelach in Gehlberg (Thüringen) in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt, wofür ihr wie auch der Firma Conradty in Nürnberg, die die sehr kleinen Ocelit-Widerstände für den Aufbau des Hochspannungsapparates lieferte, auch hier unser verbindlichster Dank ausgesprochen wird.

Institut für Physikalische Grundlagen der Medizin.

(Eingegangen 22. Juli 1921.)

Beitrag zu der Arbeit von H. Schüler[1] über Potentialgefälle an Elektroden in Gasentladungsröhren.

Von Hans Kost.

(Mit Tafel IV.)

Das Folgende bringt drei Photogramme aus einer früheren Arbeit[2]) zur Illustration der von Schüler angegebenen Entladungsformen A, B und E einer Hohlkathode. Diese befand sich in einer großen Glaskugel, an die das eigentliche Entladungsrohr angeschlossen war, das Wasserstoff enthielt, der auf das sorgfältigste gereinigt war. Auf der linken Seite ist das Ende der geschichteten positiven Säule sichtbar. Bei hohen Drucken, etwa 3 mm Hg, umgibt das negative Glimmlicht die Kathode halbkugelförmig wie ein Wattebausch, die Röhrenspannung betrug 2400 Volt, die Stromstärke 5,4 MA in Fig. 1. Verkleinert man den Druck, so umgibt das Glimmlicht die Kathode fester und bei noch weiterer Verminderung wandern Schichten aus der Kathode heraus, von denen eine in Fig. 2 sichtbar ist, $p = 2$ mm, $i = 13$ MA, $V = 2000$. Es handelt sich um einen stabilen Vorgang; durch Veränderung von Druck oder Stromstärke konnte man die Schichten aus der Hohlkathode herauswandern und wieder verschwinden lassen. Als Höchstfall bilden sich drei Schichten, die offenbar zum negativen Glimmlicht gehören. Bei weiterem Auspumpen verschwinden die Schichten wieder und Fig. 3 zeigt das normale Aussehen einer Hohlkathode in dem bei Schichtuntersuchungen in reinem H_2 üblichen Druckbereich; der Druck war gleich 0,538 mm, die Spannung beträgt 1400 Volt und die Stromstärke 26 MA.

1) Schüler, diese Zeitschr. **22**, 264, 1921.
2) Kost, Diss. Göttingen 1913.

Bergen bei Traunstein.

(Eingegangen 28. Juli 1921.)

Zur Frage der Verschiebung der scheinbaren Fixsternörter in Sonnennähe.

Bemerkung zur Untersuchung von E. Lihotzky[1]).

Von A. Kopff.

E. Lihotzky gelangt zu dem Ergebnis, daß die Ablenkung eines Lichtstrahles beim Vorübergang an der Sonne theoretisch denselben Betrag erreicht, gleichgültig, ob man bei der Berechnung von der Newtonschen oder der Einsteinschen Mechanik ausgeht; er befindet sich damit im Gegensatz zu den Angaben der englischen Astronomen bei der Diskussion der photographischen Aufnahmen der totalen Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919[2]), wonach die Lichtablenkung nach der Theorie Newtons nur halb so groß wie nach derjenigen Einsteins wird.

Das Resultat von E. Lihotzky ist jedoch unrichtig. Der Fehler kommt dadurch zustande, daß der Wert der Konstanten a der von Einstein gegebenen zusammenfassenden Darstellung der allgemeinen Relativitätstheorie[3]) entnommen ist. Der dort unter Gleichung (70a) stehende Wert von a ist zu verdoppeln, da ja das Gravitationspotential dem Wert von $\frac{g_{44}}{2}$ in der Bezeichnung der Tensoranalysis entspricht und nicht von g_{44}[4]). Infolgedessen erhält man für den Gesamtbetrag der Lichtkrümmung in Gleichung (74) den Ausdruck:

$$B = \frac{2a}{r_1} = \frac{\varkappa M}{2\pi r_1} = \frac{4kM}{c^2 r_1},$$

demnach den doppelten Betrag wie bei E. Lihotzky. In Zahlen umgerechnet ergibt dies für einen Stern am Sonnenrand eine Ablenkung von 1,″7, wie von Einstein auch angegeben wurde.

Die Lichtkrümmung ist also nach der Einsteinschen Theorie in der Tat doppelt so groß als nach der Newtonschen. Die Ergebnisse der Beobachtungen der totalen Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919 stimmen wesentlich besser

1) Diese Zeitschr. **22**, 69, 1921.
2) F. W. Dyson, A. S. Eddington u. C. Davidson, A determination of the deflection of light by the suns gravitational field etc. Philos. Transact. of the Royal Society of London A. **220**, 291, 1920.
3) A. Einstein, Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Leipzig 1916.
4) Vgl. u. a. A. Kopff, Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie, S. 173 u. 178ff. Leipzig 1921.

mit dem Einsteinschen Zahlenwert als mit dem von der klassischen Mechanik geforderten überein, und es ist von zukünftigen Sonnenfinsternissen sehr wohl eine endgültige Entscheidung für oder gegen die Theorie Einsteins — soweit die Lichtablenkung in Frage kommt — zu erwarten.

Heidelberg-Königstuhl, Juli 1921.

(Eingegangen 28. Juli 1921.)

Berichtigungen.

Die im Aufsatz von F. Trey: „Die Bedeutung des elektrischen Windes für den Induktionsfunken" Seite 407 und 408 angeführten Abbildungen heißen nicht Fig. 1, 2, 3, sondern sind im Text mit Bild 1, 2, 3 erwähnt. Die im Text genannten Figuren 1 und 2 geben wir nachträglich.

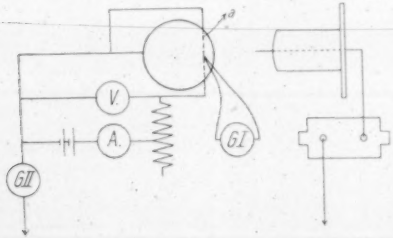

Fig. 1.

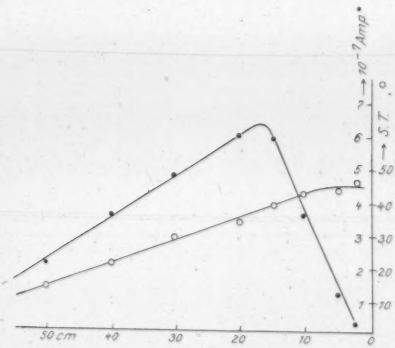

Fig. 2.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe der Benedikter-Pater Raphael Kögel vom Forschungsinstitut für Psychiatrie in München für Photochemie, an der Katholischen Universität Washington Dr. Hardee Charnbliss für Chemie, an der Universität München Dr. Adolf Kratzer für theoretische Physik, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Walther Dilthey (bisher an der Universität Erlangen) für Chemie.

Ernannt: Dr. Eric K. Rideal zum ord. Professor auf den Humphrey Owen Jones Lehrstuhl für Physikalische Chemie an der Universität Cambridge, zu ord. Honorarprofessoren an der Universität Hamburg der Abteilungsvorsteher an der Deutschen Seewarte Regierungsrat Professor Dr. G. Schott und das wissenschaftliche Mitglied des chemischen Staatsinstituts Professor Dr. Felix Voigtländer, zu außeretatsmäßigen außerord. Professoren ebenfalls an der Universität Hamburg der Privatdozent für Mathematik Dr. Paul Ribesell, der Privatdozent für Physik Oberlehrer Dr. Hans Georg Müller und der Privatdozent für Geophysik und Abteilungsvorsteher an der Deutschen Seewarte Professor Dr. Alfred Wegener, der a. o. Professor an der Universität München Dr. Ernst Wagner zum ord. Professor der Physik an der Universität Rostock, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Münster Dr. Leon Lichtenstein in gleicher Eigenschaft an der Universität Leipzig, Dr. A. L. Hale zum Professor für angewandte Chemie am Finsbury Technical College, der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Professor Dr. Josef Houben zum Regierungsrat und ord. Mitglied der biologischen Reichsanstalt in Berlin-Dahlem, der Privatdozent an der Universität Rostock Dr. Ernst Pohlhausen zum a. o. Professor der Mathematik ebenda, der Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Halle Dr. Ernst Weitz zum ord. Professor der Chemie ebenda, der Hauptobservator am Astrophysikalischen Laboratorium in Potsdam Professor Dr. Hans Ludendorff zum Direktor desselben, der Professor der Chemie an der Universität Montpellier Dr. Tourneaux in gleicher Eigenschaft an der Universität Besançon, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Heinrich Faßbender zum ord. Professor für Elektrotechnik an der Universität La Plata, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Hamburg Dr. Friedrich Paneth zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Berlin.

Gestorben: Der Dozent für Chemie am Hospital zu London und Sekretär der Chemical Society Henry Rondel Le Sueur, der emer. ord. Professor der Mathematik an der Universität Graz Hofrat Dr. Viktor Dantscher v. Kollesberg, der Gymnasialprofessor a. D. und Schriftsteller auf dem Gebiete der Mathematik und Physik Dr. Kaspar Isenkrahe in Trier, der a. o. Professor der organischen Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Emil Knoevenagel, das Mitglied des Aufsichtsrates der Siemens-Schuckert-Werke Professor Dr. Emil Budde (früher Privatdozent der Physik), der amerikanische Gelehrte Peter Cooper-Hewitt (der Erfinder der Quecksilber-Dampflampe) in Neuilly bei Paris.

Gesuche.

Physiker,

Dr. phil., mit gutem wissenschaftlichen Ruf und vielfachen praktischen Kenntnissen, in ungekündigter Stellung, wünscht sich zu verändern. Angebote unter **D. S. 8579** an **Rud. Mosse, Dresden.**

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Georg Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

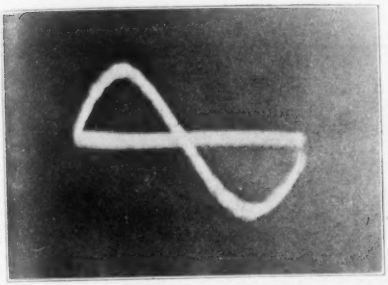

Fig. 5.

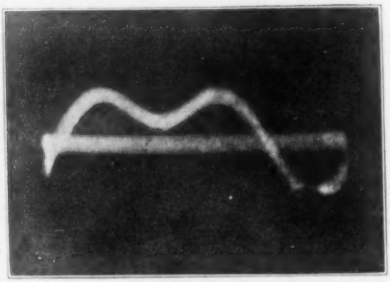

Fig. 6.

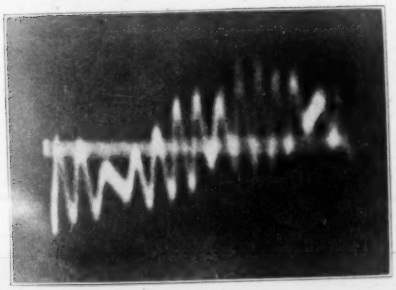

Fig. 7.

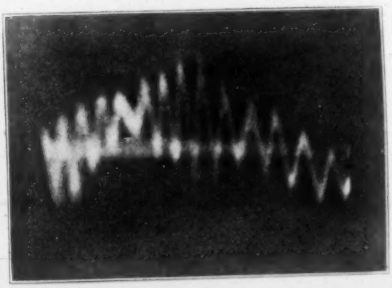

Fig. 8.

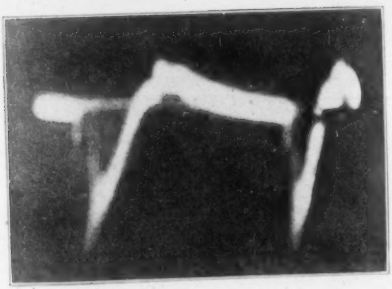

Fig. 9.

COLLEGE

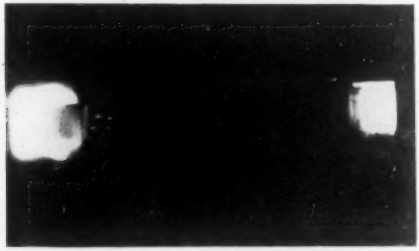

Fig. 1.

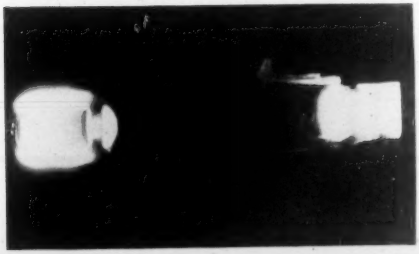

Fig. 2.

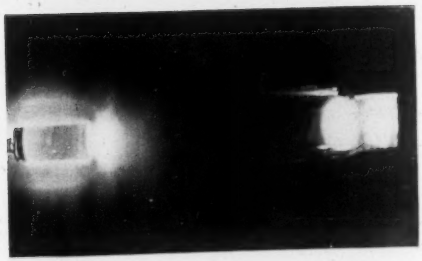

Fig. 3.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

	Seite
Arkadiew, W., Das Spektrum der magnetischen Permeabilität des Eisens in dem Bereiche der Wellenlängen von 1 cm bis 1 km	511
Astronomie. (B.)	518
Bandenspektrum: Temperatur und —, v. W. Steubing	507
Brownsche Bewegung: Zur eindimensionalen —, v. E. Buchwald	497
Buchwald, E., Zur eindimensionalen Brownschen Bewegung	497
Carsten, H., Bemerkungen zur experimentellen Untersuchung an Telephonen	501
Deutschmann, W., Zur Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen	517
Einsteinsche Theorie: Gespräch über die —, v. H. Schimank. (B.)	519
Eisen: Das Spektrum der magnetischen Permeabilität des — in dem Bereiche der Wellenlängen von 1 cm bis 1 km, v. W. Arkadiew	511
Emden, R., Über Lichtquanten	513
Kolloidchemie, v. R. Zsigmondy. (B.)	519
Kultur der Gegenwart III: Astronomie. (B.)	518
Lichtquanten: Über —, v. R. Emden	513
Lösungen: Zur Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten —, v. W. Deutschmann	517
Permeabilität: Das Spektrum der magnetischen — des Eisens in dem Bereiche der Wellenlängen von 1 cm bis 1 km, v. W. Arkadiew	511
Schimank, H., Gespräch über die Einsteinsche Theorie. (B.)	519
Schulze, A., Erwiderung auf die Bemerkung von W. Deutschmann zu meiner Arbeit über „Die Theorie der Volumdilatation bei konzentrierten Lösungen"	518
Spektrum: Das — der magnetischen Permeabilität des Eisens in dem Bereiche der Wellenlängen von 1 cm bis 1 km, v. W. Arkadiew	511
Steubing, W., Temperatur und Bandenspektrum	507
Telephone: Bemerkungen zur experimentellen Untersuchung an —, v. H. Carsten	501
Temperatur und Bandenspektrum, v. W. Steubing	507
Volumdilatation: Zur Theorie der — bei konzentrierten Lösungen, v. W. Deutschmann	517
Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1921/22	519
Zsigmondy, R., Kolloidchemie. (B.)	519

Richard Müller-Url, Braunschweig Schleinitzstr. 19

Physikalische, chemische und meteorologische Unterrichts-Apparate und -Utensilien. — Glastechnische Präzisionsarbeiten.

Neuheiten: Coulombmeter nach Stephan D.R.G.M. — Righis Röhren für magnetische Strahlen mit Vakuum-Regulierung D.R.G.M. — Quecksilber-Schnellpumpe. — Präzisions-Vakuometer D.R.G.M. — Pizzarello-Apparat. — Apparate für flüssige Luft. — Verflüssigte Gase in Röhren. — Präzisions- und Extrem-Thermometer. — Elektroskope und Trockensäulen. — Vakuumröhren nach Braun, Crookes, Geißler, Pulnj, Lecher, Röntgen, Wehnelt. — Leuchtschirme. — Normal-Geißlerröhren-Serie „Kompendium". — Original-Vakuumskalen nach Croß.

Für unsere elektrotechnische Versuchsanstalt suchen wir zu baldigstem Eintritt

Physiker oder Diplom-Ingenieure,

die auf folgenden Gebieten nachweislich schon selbständig u. erfolgreich gearbeitet haben. 1. Starkstrom- und Hochspannungskabel, 2. Fernsprech- und Telegraphenkabel, Pupinisierung. Ausführliche Offerten werden erbeten unter S. H. 584 an die Expedition der Physikalischen Zeitschrift, Leipzig, Königstr. 2.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.